



TARTU ÜLIKOOL

FÜÜSIKA PÕHIVARA MITTEFÜÜSIKA ERIALADE ÜLIÕPILASTELE

Optika. Aatomifüüsika.

Tuuma- ja elementaarosakeste füüsika

TARTU 1990

FÜÜSIKA PÕHIVARA MITTEFÜÜSIKA ERIALADE ÜLIÕPILASTELE

Optika. Aatomifüüsika.

Tuum- ja elementaariosakeste füüsika

Koostanud I. Jaek

Kinnitatud füüsika-keemiateaduskonna nõukogus
1. novembril 1989.a.

KUSTUTATUD

Arh.

Tartu Ülikooli
RAAMATUKOGU

10535

СПРАВОЧНИЙ МАТЕРИАЛ ПО ФИЗИКЕ ДЛЯ СТУДЕНТОВ
НЕФИЗИЧЕСКИХ СПЕЦИАЛЬНОСТЕЙ.

Оптика. Атомная физика. Физика ядра и элементарных частиц.
Составитель Ивар Яэк.

На русском языке.

Тартуский университет.

ЭССР, 202400, г.Тарту, ул.Ülikooli, 18.

Vastutav toimetaja A. Punning.

Paljundamisele antud 28.12.1989.

MB 01690.

Formaat 60x84/16.

Rotaatoripaber.

Masinakiri. Rotaprint.

Tingtrükipoognaid 3,49.

Arvestuspooagnaid 3,34. Trükipoognaid 3,75.

Trükiarv 1000.

Tell. nr. 907.

Hind 10 kop.

TÜ trükikoda. ENSV, 202400 Tartu, Tiigi t. 78.

O P T I K A

Optika tegeleb optilisse diapasooni kuuluva elektromagnetkiirguse (allpool - valguse) leviku, tekke, ainega vastastikuse toime ja teiste omaduste uurimisega. Optilise diapasooni moodustavad infrapunane, nähtav ja ultraviolettne kiirgus lainepikkuste vahemikus 10^{-2} - 10^{-11} m; seejuures inimsilmale on nähtav kiirgus vahemikus 380 - 760 nm. Selle kiirguse allikaks on reeglina aatomid ja molekulid, millede toimuvad elektronide energiaolekute muutused (molekulides ka võnke- ja pöörlemisolekute muutused).

1. Valguse energeetilised ja visuaalsed karakteristikud.

Fotomeetria.

Kiirgusenergiaks nimetatakse keha või keskkonna poolt kiiratud elektromagnetlainete (ka footonite voo) energiat. Kiirgusvooks nimetatakse läbi suvalise pinna ajaühikus kanduvat kiirgusenergiat, kiirgusvoog läbi ühikulise pinna risti selle pinnaga on intensiivsus. Kiirgusvoogu mõõdetakse võimsuse ühikutes.

Kiirgusvoogu, mida hinnatakse selle toime järgi inimsilmale, nimetatakse valgusvooks.

Kiirgusallikaid (valgusallikaid) iseloomustatakse nende poolt kiiratud kiirgus- ja valgusvoo abil.

1.1. Energeetilised suurused.

Kiirgusallika energeetiliseks valgustugevuseks I_e nimetatakse ruuminurga ühikusse kiiratavat kiirgusvoogu

$$I_e = \frac{dW}{d\Omega}, \quad (1.1)$$

kus W on kiirgusvoog, Ω - ruuminurk. Isotroopse (s.o. kõigis suundades ühtlaselt kiirgava) kiirgusallika puhul

$$I_e = \frac{W}{\Omega}. \quad (1.1')$$

Energeetiline valgus defineeritakse kui kiirgusallika pinnalt ühikult lähtuv kiirgusvoog:

$$R_e = \frac{dW}{dS}, \quad (1.2)$$

kus dS on kiirgava pinnaelemendi pindala.

Kiirgusvoog omab teatud jaotust lainepikkuste järgi. Seda iseloomustatakse jaotusfunktsiooniga r_λ nii, et

$$R_e = \int_0^\infty r_\lambda d\lambda. \quad (1.3)$$

Seda jaotusfunktsiooni nimetatakse keha kiirgamisvõimeks. Ta kujutab endast pinnaühikult lähtuva kiirgusvoo spektraalset tihedust.

Energeetiliseks valgustatuseks nimetatakse pinnaühikule langevat kiirgusvoogu:

$$E_e = \frac{dW}{dS}, \quad (1.4)$$

kus dS on kiiritatava objekti pinnaelement.

1.2. Visuaalsed suurused.

Erinevatele lainepikkustele vastava erineva värvialstingu (vt. tabel 1) kõrval on ka silma tundlikkus sõltuv kiirgusvoo

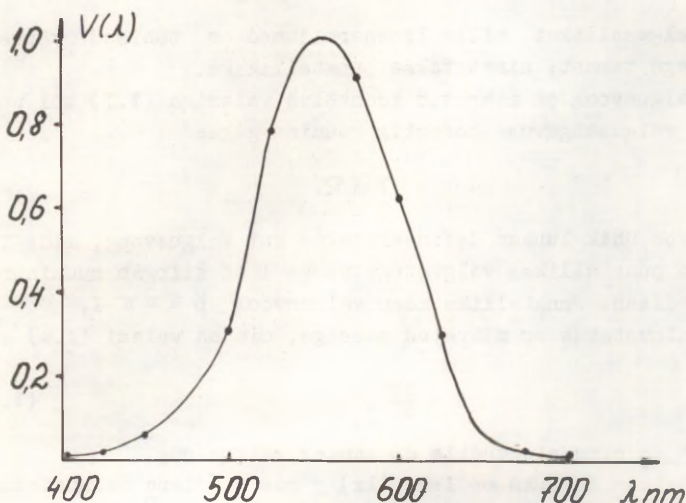
Tabel 1

Värvus	Lainepikkuste vahemik nm
violetne	380 - 440
sinine	440 - 480
helesinine	480 - 500
sinakasroheline	500 - 520
roheline	520 - 550
kollakasroheline	550 - 575
kollane	575 - 585
oranž	585 - 620
punane	620 - 700
tumepunane	700 - 750

lainepikkusest. Päevavalguse juures on silm kõige tundlikum valgusele lainepikkusega 555 nm. Silma suhteline tundlikkus $K(\lambda)$ on määratud suhtega

$$K(\lambda) = \frac{W_{555}}{W_{\lambda}}, \quad (1.5)$$

kus W_{555} ja W_{λ} on sellised energიაvood lainepikkustega vastavalt 555 nm ja λ , mis kutsuvad esile võrdse nägemisaistingu. Selle funktsiooni graafik (silma suhtelise spektraalse tundlikkuse kõver) on esitatud joonisel 1.



Joon. 1. Silma suhtelise spektraalse tundlikkuse funktsioon.

Valgusvoog defineeritakse lähtudes energიაvoost funktsiooni $K(\lambda)$ abil järgnevalt:

$$d\phi = K(\lambda) dW, \quad (1.6)$$

või integraalsel kujul

$$\phi = \int K(\lambda) d\omega. \quad (1.6')$$

Valgusvoo ühikuks on lumen (vt. allpool).

Päevavalguses vastab kiirgusvoole 1 vatt valgusvoog 680 luumenit. Hämarikus on silma tundlikkus maksimaalne 507 nm juures (siin $1W = 1745 \text{ lm}$).

Valgusallikate valgustugevuse mõõtühikuks on kandela (cd) (üks SI põhiühikutest). Kandela on valgustugevus, mida annab must kiirgur pindalaga $1/60000 \text{ m}^2$ plaatina tahkumistemperatuuril pinna normaali suunas (üldjuhul sõltub valgustugevus suunast).

Valgusallikat, mille lineaarmõõtmed on tühised võrreldes kaugusega temast, nimetatakse punktallikaks.

Valgusvoog on määratud kooskõlas valemiga (1.1) kui punktallika valgustugevuse korrutis ruuminurgaga:

$$d\phi = I d\Omega.$$

Valgusvoo ühik lumen defineeritakse kui valgusvoog, mida isotroopne punktallikas valgustugevusega 1 cd kiirgab ruuminurka 1 steradiaan. Punktallika kogu valgusvoog $\phi = 4\pi I$.

Valgustatus on määratud seosega, mis on valemi (1.4) analoog:

$$E = \frac{d\phi}{dS}, \quad (1.7)$$

kus $d\phi$ on pinnaelemendile dS langev valgusvoog.

Valgustatuse ühikuks on luks (lx) - see on pinna valgustatus, mis tekib valgusvoo 1 lm jaotumisel pinnale 1 m^2 , kui see pind on valguse levimissuuna risti.

Punktallika poolt tekitatud valgustatus

$$E = \frac{I \cos \alpha}{r^2}, \quad (1.8)$$

kus r on valgusallika kaugus pinnast, α - nurk pinna normaali ja valguse levimissuuna vahel (langemisnurk).

Valgsus defineeritakse analoogselt energeetilise valgusega (valemid 1.1 ja 1.1'):

$$R = \frac{d\phi}{dS} , \quad (1.9)$$

kus $d\phi$ on pinnaelemendilt dS lähtuv valgusvoog. Valgsust mõõdetakse luksides.

Kiirgusallika pinnahelenduseks B_φ mingis suunas φ nimetatakse pinnaelemendi valgustugevuse suhet selle elemendi pindala projektsiooni tasandil, mis on risti vaatlussuunaga

$$B_\varphi = I / S_0 \cos \varphi , \quad (1.10)$$

kus S_0 on kiirgava pinnaelemendi pindala. Heleduse ühikuks on nitt, $1 \text{ nt} = 1 \text{ cd/l m}^2$.

Kui heledus on suunast sõltumatu, nimetatakse valgusallikat koosinuskiirgajaks. Sel puhul kehtib seos

$$R = \pi B . \quad (1.11)$$

Valguse hulgaks (valgusenergiaks) nimetatakse suurust

$$Q = \int \phi dt , \quad (1.12)$$

mõõdetakse seda luumen-sekundites.

Ekspositsiooniks nimetatakse valgustatuse ja aja korrutist:

$$H = \int E dt , \quad (1.13)$$

ekspositsiooni mõõtühikuks on luks-sekund.

1.3. Fotomeetria.

Fotomeetria tegeleb kiirgusvoo energeetiliste ja visuaalsete karakteristikute, samuti ka valgusallikaid iseloomustavate suuruste mõõtmisega. Seadmeid nende mõõtmiste teostamiseks nimetatakse fotomeetriteks.

2. Geomeetriline optika.

Geomeetriline optika lähtub kujutlusest valguskiirtest.

Valguskiireks nimetatakse joont, mida mööda toimub valgusenergia levik. Homogeenses keskkonnas levib valgus sirgjooneliselt. Muutuvate omadustega keskkonnas võimaldab leida valguse tee Fermat' printsiip. Selle järgi levib valgus mittehomoogeenses keskkonnas mööda sellist teed, mille läbimiseks kuluv aeg on minimaalne. Üldjuhul on see tee kõverjooneline.

Valguse levimiseks punktist 1 punkti 2 kuluv aeg τ on arvutatav järgnevalt:

$$\tau = \frac{1}{c} \int_1^2 n ds \quad (2.1)$$

kus c on valguse kiirus vaakumis, n - murdumisnäitaja väärtus (vt. valem (2.3)), kusjuures $n = n(s)$, ds - trajektoori element.

Selle avaldise minimiseerimiseks on vajalik, et minimaalne oleks suurus

$$L = \int_1^2 n ds \text{ (homogeenses keskkonnas } L = n \cdot s), \quad (2.2)$$

mida nimetatakse optiliseks teepikkuseks.

Fermat' printsiibist järgnevad muuhulgas valguse peegeldumise- ja murdumisseadused.

Keskkondade lahtuspinnale sattudes valgus osaliselt peegeldub, osaliselt murdub (joon. 2). Peegeldumisel on kiire peegeldumisenurk võrdne langemisenurgaga ($\alpha = \beta$), langev kiir, peegeldunud kiir ja kiire langemispunkti keskkondade lahtuspinnale tõmmatud normaal on ühes tasandis. Langemise- ja peegeldumisenurki, samuti murdumisenurki (vt. allpool) mõõdetakse selle normaali suhtes.

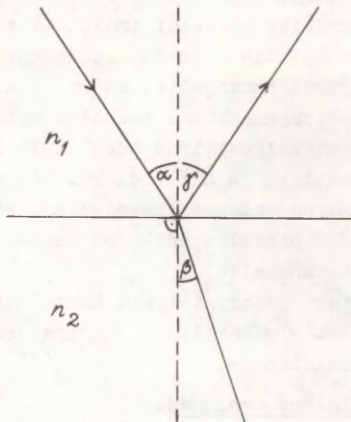
Antud lainepikkusega valguse murdumisel jääb konstantseks langemise- ja peegeldumisenurkade siinuste suhe; langev kiir, murdunud kiir ja keskkondade lahtuspinna normaal on ühes tasandis:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n_{21} \quad (2.3)$$

Konstanti n_{21} nimetatakse teise keskkonna suhteliseks murdumis-

näitajaks (esimese suhtes). Ta on võrdne valguse kiiruste suhtega neis keskkondades:

$$n_{21} = \frac{v_1}{v_2} . \quad (2.4)$$



Joon. 2. Valguskiire käik kahe keskkonna lahutuspinnal.

Keskkonna murdumisnäitajat vaakumi suhtes nimetatakse vastava keskkonna absoluutseks murdumisnäitajaks. Murdumisnäitaja (nii suhtelise kui absoluutse) väärtus sõltub lainepikkusest.

Valguse levikul suurema murdumisnäitajaga keskkonnast väiksema murdumisnäitajaga keskkonna suunas võib kiir keskkondade lahutuspinnalt täielikult esimesse keskkonda tagasi peegelduda, nähtus kannab täieliku peegelduse nime. Langemisnurka, millest alates see nähtus aset leiab, nimetatakse täieliku peegelduse piirnurgaks. Selle väärtus

$$\alpha_p = \arcsin \frac{n_2}{n_1} . \quad (2.5)$$

$$(n_1 > n_2)$$

Geomeetrilises optikas loetakse, et valguskiired lõikudes ei mõjuta üksteist.

2.1. Optilised riistad. Läätsed.

Optiliste riistade põhiülesandeks on esemetest kujutiste saamine. Punkti kujutiseks nimetatakse sellest lähtuvate kiirte lõikepunkti pärast optilise süsteemi (näit. läätse, mikroskoobi jms.) läbimist. Eseme kujutis on teda moodustavate punktide kujutiste kogum. Üldjuhul on vajalik, et kujutis oleks esemega sarnane. Sellise kujutise annab nn. ideaalne optiline süsteem. Kujutis on tõeline, kui valguskiired tegelikult lõikuvad pärast optilise süsteemi läbimist, ja näiline, kui lõikuvad kiirte pikendused, mis on tõmmatud valguse levimisele vastassuunas.

Optiliste riistade põhielemendiks on mitmesugused läätsed, aga ka kumer- ning nõguspeeglid.

Läätseks nimetatakse läbipaistvaid kehi, mis on piiratud kahe kõver- (tavaliselt - sfäärilise) pinnaga, erijuhul võib üks neist asenduda tasapinnaga.

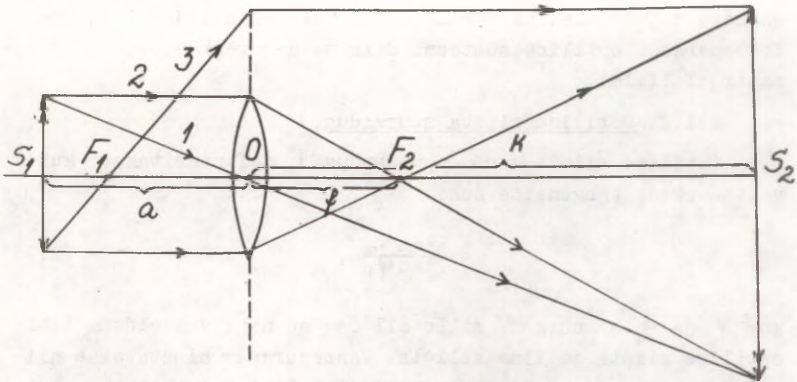
2.1.1. Õhukese läätse omadused.

Lääts on õhukene, kui tema paksus on palju väiksem teda piiravate pindade kõverusraadiustest.

Punkti läätses, mida läbides kiir suunda ei muuda, nimetatakse läätse optiliseks tsentriks. Sirget, mis läbib läätse pindade kõverustsentreid (aga ka optilist tsentrit), nimetatakse läätse optiliseks peateljeks. Punkti F, kus koonduvad peateljega paralleelsed kiired pärast läätse läbimist, nimetatakse fookuseks, fookuskaugus f on vahemaa optilise tsentri ja fookuse vahel. Optilisest tsentrist määratakse ka kujutise ja eseme kaugused (a ja k joonisel 3, näilise kujutise jaoks loetakse k negatiivseks). Kehtib kiirte käigu pööratavuse printsiip. Punkti kujutise ehitamisel läätses võib kasutada kahte kolmest kiirest, millede käik on eelnevate definitsioonidega määratud (kiired 1, 2 ja 3 joonisel 3).

Eseme, kujutise ja läätse fookuse kaugused on seotud läätses valemiga:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{k} = \frac{1}{f} . \quad (2.6)$$



Joon. 3. Kiirte käik õhukeses läätses.

Nõgusläätses puhul tuleb f lugeda negatiivseks (vt. valem 2.8). Kujutise ja eseme joonmõõtmete suhet nimetatakse joon- e. liinaarseks suurenduseks

$$\beta = \frac{s_2}{s_1} . \quad (2.7)$$

Läätses fookuskaugus sõltub läätses materjalist ja pindade kõverusraadiustest

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) , \quad (2.8)$$

kus n on materjali murdumisnäitaja, r_1 ja r_2 - pindade kõverusraadiused, seejuures nõgusa pinna kõverusraadius on negatiivne, tasapinnal - lõpmata suur.

Suurust $\frac{1}{f}$ nimetatakse läätses optiliseks tugevuseks.

Kujutise valgustatus on võrdeline objektiivi valgusjõuga $\left(\frac{D}{f}\right)^2$, ja pöördvõrdeline joonsuurenduse ruuduga. (D on objektiivi ava läbimõõt).

Inimese silm on optiline riist, milles silmaläätis tekitab esemete kujutise silma võrkkestale. Sama skeemi järgi töötab fotoaparaadi optiline süsteem. Siin täidab võrkkesta aset fotomaterjal (film).

2.1.2. Optilise riista suurendus.

Optilise riista (nurk-) suurendus Γ defineeritakse kui vaatenurkade tangensite suhe

$$\Gamma = \frac{\tan \varphi_2}{\tan \varphi_1}, \quad (2.9)$$

kus φ_2 ja φ_1 on nurgad, mille all ese on näha vaadelduna läbi optilise riista ja ilma selleta. Vaatenurgaks nimetatakse siis nurka eseme äärmistest punktidest lähtuvate kiirte vahel, kusjuures nurga tipp on silma läätse keskpunktis.

Lihtsaim optiline riist, mis võimaldab vaatenurka suurendada, on luup. Luubina kasutatakse kumerlääts, kusjuures vaadeldav ese paigutatakse veidi sissepoole läätse fookust. Tekkiv ebakujutis asub soovitatavalt parima nägemise kaugusel d_0 (ca 25 cm). Vastav suurendus

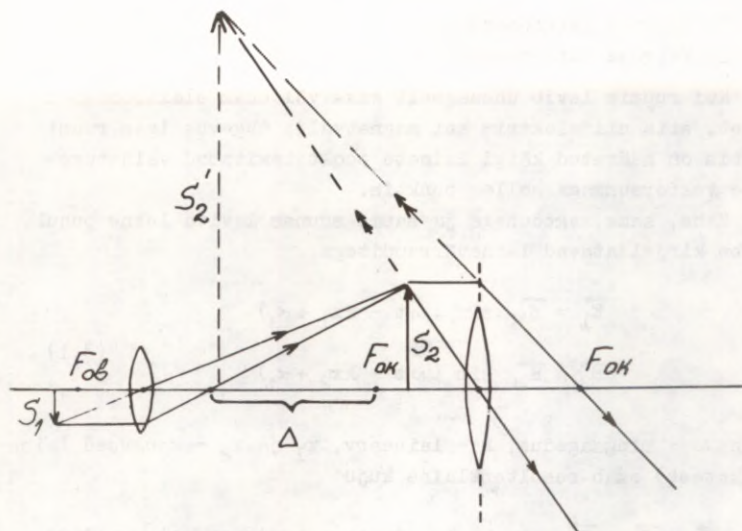
$$\Gamma \approx \frac{d_0}{f}. \quad (2.10)$$

Suuremaid suurendusi võimaldab kahest läätsest koosnev süsteem - mikroskoop. Objektipoolse läätse (objektiivi) abil tekitatakse esemest suurendatud tõeline kujutis, mida vaadeldakse silmapoolse läätsega (okulaariga) kui luubiga. Kiirte käik mikroskoobis on näidatud joonisel 4. Mikroskoobi suurendus

$$\Gamma = \frac{\Delta}{f_{ob}} \cdot \frac{d_0}{f_{ok}}, \quad (2.11)$$

kus Δ on objektiivi ja okulaari teineteise poole pööratud fookuste vaheline kaugus.

Teleskoobi (pikksilma) töötamispõhimõte on analoogne.



Joon. 4. Kiirte käik mikroskoobis.

Erinevus tuleneb sellest, et teda kasutatakse kaugete esemete vaatlemiseks, mistõttu objektiivi poolt tekitatav kujutis asub praktiliselt tema fokaaltasandis ja mõlema läätse teineteise poole pööratud fookused langevad kokku.

Teleskoobi suurendus

$$\Gamma = \frac{f_{ob}}{f_{ok}} . \quad (2.12)$$

Nii mikroskoobi kui ka teleskoobi suurendusele panevad piiri difraktsiooninähtused (p. 3.2).

Teleskoopides kasutatakse objektiivina sageli nõguspeegleid (reflektoreid), teatripikksilmades okulaarina nõgusläätsed (Galilei pikksilm).

3. Valguse laineomadused.

3.1. Valguse interferents.

Kui ruumis levib üheaegselt kaks või enam elektromagnetlainet, siis nii elektri- kui magnetvälja tugevus igas ruumipunktis on määratud kõigi lainete poolt tekitatud väljatugevuste vektorsummaga selles punktis.

Kahe, sama sagedusega ja samas suunas leviva laine puhul, mis on kirjeldatavad lainevõrranditega

$$\begin{aligned}\vec{E}_1 &= \vec{E}_{10} \sin(\omega t - kx_1 + \alpha_1) \\ \vec{E}_2 &= \vec{E}_{20} \sin(\omega t - kx_2 + \alpha_2)\end{aligned}\quad (3.1)$$

(siin ω - ringsagedus, k - lainearv, x_1 ja x_2 - kaugused laineallikatest) omab resultantlaine kuju

$$\vec{E}_{12} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 = \vec{E}_{r0} \sin\left[\omega t - \frac{1}{2}k(x_2 - x_1) + (\alpha_2 - \alpha_1)\right], \quad (3.2)$$

kus liitlaine amplituudi ruut

$$E_{r0}^2 = E_{10}^2 + E_{20}^2 + 2E_{10}E_{20} \cos \varphi. \quad (3.3)$$

Siin φ on kahe laine faaside vahe:

$$\varphi = k(x_2 - x_1) + (\alpha_2 - \alpha_1) \quad (3.4)$$

Suurust

$$\Delta = x_2 - x_1$$

nimetatakse kahe laine käiguvaheks.

Kui liituvad lained levivad erinevates keskkondades, avaldub käiguvahe optiliste teepikkuste vahena

$$\Delta = n_2 x_2 - n_1 x_1, \quad (3.5)$$

kus n_1 ja n_2 on vastavate keskkondade murdumisnäitajad.

Valguse intensiivsus on võrdeline väljatugevuse amplituudi ruuduga

$$I \sim E_0^2. \quad (3.6)$$

Valemite 3.3 ja 3.6 alusel on intensiivsuste jaotus liitlaines järgmine

$$I_{12} = I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1 I_2} \cos \varphi \quad (3.7)$$

Kui faasivahe φ jääb ajas konstantseks, on tegemist koherentsete lainetega. Koherentsete lainete liitumist nimetatakse interferentsiks. Piirjuhtudel, kui

$$\cos \varphi = +1 \quad (3.8')$$

$$\varphi = m \cdot 2\pi, \text{ m on täisarv,}$$

s.o. mõlema laine harjad (või nõod) satuvad kohakuti, on tegemist interferentsi maksimumiga; sel juhul $I_{12} > I_1 + I_2$; kui aga

$$\cos \varphi = -1$$

$$\varphi = (m + 1/2) \cdot 2\pi, \quad (3.8'')$$

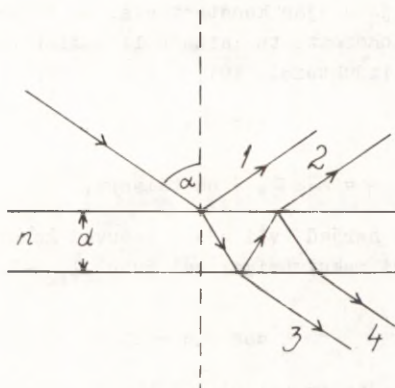
s.o. ühe laine harjad on kohakuti teise nõgudega, siis $I_{12} < I_1 + I_2$ ja tegemist on interferentsi miinimumiga. Käiguvahe jaoks (eeldusel, et $\alpha_2 = \alpha_1 = 0$) on interferentsi maksimumi ja miinimumi tingimused järgnevad:

$$\Delta = \begin{cases} m \cdot \lambda (\text{max}) \\ (m + 1/2) \cdot \lambda (\text{min}) \end{cases} \quad (3.9)$$

Kuna inimese silm reageerib ajas keskmistatud intensiivsusele, siis ajas juhuslikult muutuva φ korral (mittekoherentne valgus), tuleb avaldist (3.7) keskmistada. See annab, arvestades, et $\overline{\cos \varphi} = 0$

$$I_{12} = I_1 + I_2 .$$

Tavalised valgusallikad saadavad välja mittekoherentset kiirgust, mis tekib neis paljudes aatomites toimuvate kooskõlastamata protsesside tulemusena. Koherentseid laineid (kiiri) saab reeglina ühe kiirte kimbu jaotamisel mitmeks (näit. poollābilaskva peegli abil). Erandiks on laserkiirgus, mis on koherentne nii ajas kui ruumis.



Joon. 5. Koherentsete kiirte teke tasaparalleelses plaadis.

Valgus jaotub koherentseteks kiirteks langedes õhukesele plaadile vastavalt joonisele 5. Koherentsed on kiired 1 ja 2, mis tekivad valguse peegeldumisel plaadi ülemiselt ja alumiselt pinnalt, aga samuti 3 ja 4 (lābivas valguses). Kiirte 1 ja 2 kāiguvahe

$$\Delta = 2 n d \cos \beta + \lambda / 2 , \quad (3.10)$$

kus $\lambda/2$ arvestab peegeldumisel optiliselt tihedamalt keskkonnalt tekkivat tāiendavat kāiguvahet. Sāltuvalt sellest, kas

käiguvahe muutub kiirte langemisnurga muutumisega või kihi paksusega, kannab tekkiv interferentspilt samakaldejoonte või vastavalt samapaksusjoonte nime. Viimase näiteks on Newtoni rõngad. Kuna interferentsi maksimumi tingimus $\Delta = m \cdot \lambda$ sisaldab lainepikkust, annavad erinevad lainepikkused intensiivsuse suurenemise erinevates suundades (resp. erinevate kihi paksuste juures). Seetõttu näivad õhukesed kihid valges valguses värvilisena.

Seadmeid, milledes kasutatakse valguse interferentsi nähtusi, nimetatakse interferomeetriteks. Interferomeetreid kasutatakse pikkuste (sh. lainepikkuste), nurkade, murdumisnäitajate jm. täppismõõtmisteks.

3.2. Valguse difraktsioon.

Difraktsiooni all mõistetakse valguskiirte kõrvalekaldu mist sirgjoonelisest mitmesugustest takistustest möödumisel (näit. - paindumine tõkete taha, geomeetrilise varju piirkonda). Difrageerunud kiirguse intensiivsuse jaotuse suundade järgi saab ligikaudselt arvutada lähtudes Huygensi-Fresneli printsiibist, mille järgi lainefrondi igat punkti võib vaadelda iseseisva elementaarlainete allikana ja toimub nende lainete interferents. (Lainefront - vt. Meh. p. XXX).

Vastavalt lainefrondi kujule eristatakse Fresneli (keralaine) ja Fraunhoferi difraktsiooni (tasalaine).

Difraktsioonipildile on iseloomulik intensiivsuste ost-silleeruv nurkjaotus (vt. joon. 6).

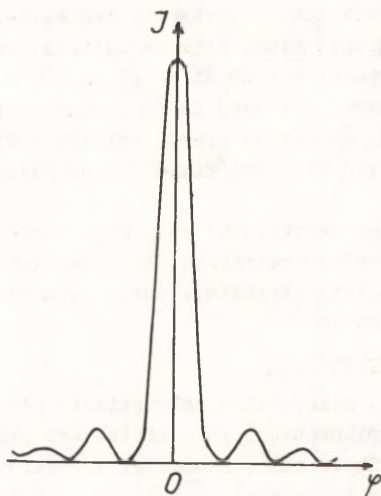
Difraktsioon piirab optiliste riistade lahutusvõimet. Lahutusvõime $R = 1/\Delta\varphi$. Minimaalne nurkkaugus $\Delta\varphi$ veel lahutatavate punktide vahel on teleskoobis (aga ka silmas)

$$\frac{1}{R} = \Delta\varphi = 0,61 \lambda / D \quad (3.11)$$

(D on objektiivi tegutsev ava).

Mikroskoobi puhul on minimaalne joonkaugus veel lahutatavate punktide vahel

$$d = 0,61 \frac{\lambda}{n \sin \alpha}, \quad (3.12)$$



Joon. 6. Kitsalt pilult difrageerunud valguse nurkjaotus.

kus n - immersioonikeskkonna murdumisnäitaja, α - nurkapertuur.

3.2.1. Difraktsioonivõre.

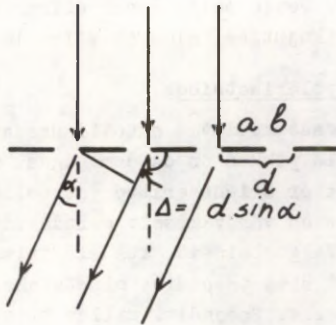
Suure hulga paralleelsete võrdse laiusega pilude süsteemi nimetatakse difraktsioonivõreks. Võre skeem koos kiirte käiguga on esitatud joonisel 7. Suurust $a + b = d$ nimetatakse võrekons-tandiks. Kui valgus langeb võrele risti, siis suunad, milles toimub difrageerunud valguse tugevnemine, on määratud seosega

$$d \sin \alpha = m \cdot \lambda \quad (m = 0, 1, 2 \dots),$$

mis sisuliselt kujutab kahest naaberpilust tulnud valguse inter-ferentsi maksimumi tingimust.

Valge valgus lahutatakse võre läbimisel spektriteks, mil-
lede hulk vastab m võimalikele väärtustele. Antud spektri juurde

kuuluvat m väärtust nimetatakse spektri järguks.



Joon. 7. Difraktsioonivõre skeem.

Difraktsioonivõresid kasutatakse spektraalaparatuuris.
Võre lahutusvõime

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = mN, \quad (3.13)$$

kus $\Delta\lambda$ on minimaalne erinevus lainepikkuste vahel, mis antud võre abil on veel eristatavad, N - joonte koguarv võres. Praktikas kasutatakse võresid, kus võre laiuse ühe mm kohta tuleb $100 \div 1200$ joont (pilu).

3.2.2. Holograafia.

Holograafia on menetlus esemetest ruumiliste kujutiste saamiseks ja salvestamiseks fotomaterjalile. Salvestatud kujutist nimetatakse hologrammiks. Hologrammi saamiseks säritatakse fotoplaati objektilt hajunud koherentses valguses (saadakse tavaliselt laserist), suunates sinna samaaegselt osa kiirgusallikast pärinevast valgusest (nn. tugikiire) otse. Tekkiv interferentspilt jääb pärast ilmutamist fikseerituna fotoplaa-

dile, moodustades keerulise struktuuriga difraktsioonivõre. Seda uuesti laseriga valgustades taastub esemelt pärineva valguse lainefront. Selle silma sattudes näeme eseme tõesed ruumilist kujutist. Peale selle annab difraktsiooni järk $m = -1$ eseme tõelise kujutise, mida on võimalik näha ekraanil.

3.3. Valguse polarisatsioon.

Valgusallikatesse kuuluvad aatomid saadavad välja valgust lainejadadena, mille pikkus on ca 3 m. Igas niisuguses jadas on laine elektrivektor orienteeritud juhuslikult, mistõttu loomulikus valguses on võrdväärselt esindatud kõikvõimalikud võnkumiste sihid. Valguslaineid, kus elektrivекtori võnkumised toimuvad ainult ühes tasandis, nimetatakse lineaarselt polariseeritud valguseks. Tasandit, milles toimuvad magnetvälja vektori H võnkumised, nimetatakse polarisatsioonitasandiks. Lineaarselt polariseeritud valgust saadakse loomulikust valgusest polarisaatorite abil. Polarisaatoritena tegutsevad turmalini kristallid, polaroidid, niikolid jm. Polariseeritud valgus tekib ka loomuliku valguse peegeldumisel dielektrikutelt.

Lineaarselt polariseeritud valguse läbiminekul polarisaatorist (mida sellise kasutusviisi puhul nimetatakse analüsaatoriks) väheneb tema intensiivsus vastavalt Malus' seadusele

$$I = I_0 \cos^2 \alpha, \quad (3.14)$$

kus α on nurk valguse võnketasandi ja polarisaatori karakteristiku sihi vahel.

Valgust, milles ühesihilised võnkumised domineerivad teisesihiliste üle, nimetatakse osaliselt polariseerituks. Osaliselt polariseeritud valgust iseloomustatakse polarisatsiooni astmega

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad 0 \leq P \leq 1, \quad (3.15)$$

kus I_{\max} ja I_{\min} on analüsaatorit läbinud valguse intensiiv-

suse maksimaalne ja minimaalne väärtus.

Dielektrikult peegeldunud valgus on täielikult polari-
seeritud, kui langemismurk täidab tingimust

$$\tan \alpha_B = n, \quad (3.16)$$

kus n on keskkonna suhteline murdumisnäitaja; nurka α_B nime-
tatakse Brewsteri nurgaks.

Kahe ristasandites polariseeritud koherentse valguslaine
interfereerumisel tekib elliptiliselt polariseeritud valgus.
Sellises valguses liigub valgusvektori otsapunkt mööda ellip-
sit, erijuhul mööda ringjoont. Viimasel juhul on tegemist ring-
polariseeritud valgusega.

Reas kristallides jaguneb loomuliku valguse kimp kaheks
vastastikku risti asetsevates tasandites täielikult polari-
seeritud kiireks, seejuures on nende kiirte kiirused erinevad.
Nähtust nimetatakse kaksikmurdumiseks. Kaksikmurdvaid aineid
saab kasutada kõrge kvaliteediliste polarisaatorite ehitamisel
(näit. Nicoli prisma).

Kaksikmurdumist saab väliste teguritega esile kutsuda ka
isotroopsetes keskkondades (klaasid, vedelikud). Nähtust nime-
tatakse tehislukuks anisotroopsuseks. Tekkiva kahe kiire (neid
nimetatakse tavaliseks ja ebataavaliseks kiireks) murdumisnäi-
tajate erinevus

$$n_e - n_t = a \delta; \quad (3.17)$$

kus δ on mehaaniline pinge, võrdetegur a sõltub valguse laine-
pikkusest.

Teisel juhul

$$n_e - n_t = b \cdot E^2, \quad (3.18)$$

kus E on elektrivälja tugevus, b - võrdetegur. Kaksikmurdumise
teke elektrivälja toimel kannab Kerri efekti nime.

Rida aineid pöörab neid läbiva valguse võnketasandit. Sel-
liseid aineid nimetatakse optiliselt aktiivseteks.

Kristallide puhul on pöördnurga φ suurus võrdeline kiire teepikkusega l kristallis:

$$\varphi = al \quad (3.19)$$

Lahustes on pöördnurk peale kihi paksuse võrdeline veel lahuse kontsentratsiooniga c :

$$\varphi = [\alpha] cl . \quad (3.20)$$

Võrdetegurit $[\alpha]$ nimetatakse eripööranguks. $[\alpha]$ sõltub ainest, aga ka lainepikkusest. Riistu lahuste (muuhulgas subkrulahuste) kontsentratsiooni määramiseks polarisatsioonitasandi pöörangu mõõtmise teel, nimetatakse sahharimeetriteks.

4. Elektromagnetlainete ja aine vastastikune toime.

4.1. Valguse dispersioon.

Valguse dispersiooniks nimetatakse nähtusi, mis on tingitud aine murdumisnäitaja sõltuvusest valguse sagedusest (lainepikkusest)

$$n = f(\lambda) . \quad (4.1)$$

Graafiliselt on funktsioon $f(\lambda)$ esitatud joonisel 8. Olukorda, kus murdumisnäitaja suureneb lainepikkuse vähenedes, nimetatakse normaalseks dispersiooniks. Vastupidisel juhul on tegemist anormaalse dispersiooniga. Anormaalne dispersioon esineb ainete neeldumisribade piirkonnas.

Normaalset dispersiooni kirjeldab lähendusvalem

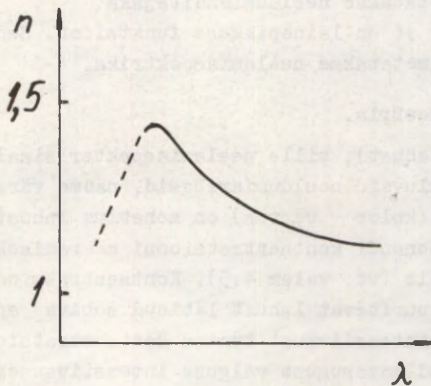
$$n = a + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4} + \dots , \quad (4.2)$$

kus a , b , c on ainet iseloomustavad eksperimentaalselt määratavad konstandid.

Dispersiooni mõõduks on suurus $dn/d\lambda$.

Dispersiooni tõttu toimub valguse murdumisel (prismas, vihmatickades jm.) liitvalguse (näit. valge valguse)

lahutamine spektriiks.



Joon. 8. Murdumisnäitaja sõltuvus lainepikkusest.

4.2. Valguse neeldumine.

Keskkonda läbides valgus nõrgeneb. Valguse intensiivsuse vähenemine lõigul dl on võrdeline selle lõigu pikkuse ja valguse intensiivsuse enesega:

$$-dI = \kappa I dl, \quad (4.3)$$

võrdetegurit κ nimetatakse neeldumisteguriks.

Integraalses vormis kirjeldab valguse neeldumist Bouguer'i seadus

$$I = I_0 e^{-\kappa l} \quad (4.4)$$

Selles seoses I_0 on vaadeldava kihi pinnale langeva valguse intensiivsus, l - kihi paksus.

Suurust $D = \frac{\kappa}{2,3} l$ nimetatakse optiliseks tiheduseks. Lahjade lahustete jaoks kehtib Beeri seadus

$$\kappa = kc, \quad (4.5)$$

s.o. neeldumistegur on võrdeline lahuse kontsentratsiooniga c ; võrdetegurit k nimetatakse neeldumisnäitajaks.

Neeldumistegur \mathcal{K} on lainepikkuse funktsioon. Seda funktsiooni $\mathcal{K} = f(\lambda)$ nimetatakse neelamisspektriiks.

4.2.1. Kolorimeetria.

Ainet (näit. lahust), mille neelamisspekter sisaldab nähtavasse piirkonda kuuluvaid neeldumisribasid, näeme värvilisena.

Kolorimeetria (kolor - värvus) on menetlus lahustes sisalduva värvilise komponendi kontsentratsiooni määramiseks, tuginedes Beer'i seadusele (vt. valem 4.5). Kontsentratsiooni leidmiseks võrreldakse uuritavat lahust läbinud sobiva spektraalkoostisega valguse intensiivsust tuntud kontsentratsiooniga (etalon-) lahust läbinud samasuguse valguse intensiivsusega.

Seadet selliste mõõtmiste teostamiseks nimetatakse kolorimeetriiks. Sobiva spektraalpiirkonna valik toimub kolorimeetrites tavaliselt valgusfiltrite abil.

4.3. Valguse hajutamine.

Heterogeenses keskkonnas toimub valguskiirte kimbu nõrgenemine valguse leviku suuna muutumise arvel. See protsess on hajutamine. Intensiivsuse vähenemine hajutamisel on kirjeldatav valemi (4.4) analoogiga

$$I = I_0 e^{-\mathcal{K}l}, \quad (4.6)$$

kus \mathcal{K} on ekstinktsioonitegur.

Eriti intensiivselt hajutavad valgust nn. sogased keskkonnad - suits, udu, mitmesugused suspensioonid ja emulsioonid jm.

Hajumise iseloom sõltub hajutavate osakeste lineaarmõõtemetist. Kui $l \leq 0,1\lambda$ (λ - hajutatava valguse lainepikkus), on tegemist nn. Rayleigh' hajumisega, mille puhul hajunud valguse intensiivsus on võrdeline sageduse neljanda astmega:

$$I_{haj} \sim \nu^4 \sim \frac{1}{\lambda^4}. \quad (4.7)$$

Atmosfääris toimub nn. molekulaarne hajumine õhu tihe-
duse fluktuatsioonidelt kooskõlas valemiga (4.7), mis tähen-
dab, et enam hajutatakse lühilainelisi siniseid kiiri; see-
tõttu on selge taevast sinine.

Molekulaarsetes keskkondades esineb hajumise eriliik -
kombinatsioonhajumine, mille juures muutub hajutatava valguse
sagedus. Hajunud valguses esinevad uued sagedused

$$\nu_i = \nu_0 \pm \Delta \nu_i \quad (4.8)$$

kus ν_0 on pealelangeva valguse sagedus, sageduse muut $\Delta \nu_i$ on
võrdne molekulisestest võnkumiste sagedusega, $i = 1, 2, \dots, n$;
 n on määratud molekuli võnkumisvabadusastmete arvuga.

5. Valguse tekkeprotsessid.

Optilise diapasooni kiirgus tekib järgnevate mehhanismide
vahendusel:

- 1) elektrilaengute liikumisel kiirendusega;
- 2) elektronüleminekutel aatomites, molekulides ja kristallides;
- 3) elektrilaengute liikumisel keskkonnas valguse kiirusest $v = c/n$ suurema kiirusega (Vavilovi-Tšerenkovi helendus).

5.1. Kiirendusega liikuva laengu kiirgus.

Elektrodünaamikas näidatakse, et kiirendusega a liikuva
laengu q poolt kiiratav kiirgusvoog

$$W = A a^2 q^2, \quad (5.1)$$

kus A on võrdetegur.

Erijuhul, kui laeng kuulub harmoonilisi võnkumisi sooritava
elektrilise diipoli koosseisu, $a = l_0 \omega^2 \sin \omega t$, ja süsteem
kiirgab monokromaatseid laineid sagedusega ω . Klassikalises
füüsikas peetakse aatomite ja molekulide kiirguse põhjuseks
neis harmooniliselt võnkuvaid elektrone.

Suvaliselt liikuva laengu kiirgusspekter on pidev. Sel-
list tüüpi kiirguse üheks alaliigiks on pidurduskiirgus e.

pärsskiirgus. Seda saadakse elektriväljas kiirendatud elektronide järsul pidurdumisel näit. metalli pinnale langedes. Sellisel viisil tekib peamiselt röntgenkiirgus. Optilise diapasooni kiirguse saamiseks on see meetod ebaefektiivne. Optilise diapasooni kiirgust saadakse ringorbiidil liikuvate elektronide vahendusel (siin kiirendus $a = v^2/R$, kus v on elektronide kiirus, R - orbiidi raadius). Orbiitlevate elektronide kiirgust nimetatakse sünkrotronkiirguseks. Sünkrotronkiirguse spekter on pidev, meenutades soojuskiirguse (vt. p. 5.2.1) spektrit. Selle maksimum on määratud elektronide energiaga, mis on vastavusse seatav temperatuuriga soojuskiirguse puhul.

5.2. Elektronüleminekud aatomites ja molekulides.

Aatomid ja molekulid kiirgavad elektromagnetlaineid elektronide siiretel ühelt statsionaarselt energianivoolt teisele (vt. ptk. Aatomifüüsika). Valgust kiiratakse kvantide kaupa, mille energia $E = h\nu = E_m - E_n$, kus h - Plancki konstant, ν - valguslaine sagedus, E_m ja E_n - statsionaarsete (lubatud) nivooode energiatega väärtused. Kiirguse tekkeks on vajalik eelnevalt aatom (molekul) madalama energiaga seisundist üle viia kõrgema energiaga seisundisse. See protsess kannab ergastamise nime ja on seotud energia kulutamisega. Ergastusviis määrab paljus kiirguse statistilised omadused.

5.2.1. Soojuskiirgus.

Iga keha, mille temperatuur erineb absoluutsest nullist, kiirgab elektromagnetlaineid. Soojusliikumise tõttu satuvad keha koostisse kuuluvad aatomid ergastatud seisundisse, millest siire põhiseisundisse on seotud kvandi kiirgamisega. Soojusliku ergastamise tõttu tekkivat kiirgust nimetatakse soojuskiirguseks. Soojuskiirgus on tasakaaluline kiirgus. Mitmesuguste ergastatud seisundite kontsentratsioon soojusliku tasakaalu juures on määratud Boltzmanni jaotusega

$$n_1 = n_0 e^{-\frac{E_1}{kT}}. \quad (5.2)$$

Kui ergastatud seisundite kontsentratsioon on sellest suurem,

on seisund mittetasakaaluline ja keha kiirgus pole soojuskiirgus (vt. p. 5.2.2).

Soojuskiirguse allikas on iseloomustatav kiirgamisvõimega ϵ_λ (selle definitsioon on antud valemiga 1.3), mis kirjeldab kiirgusenergia jaotust lainepikkuste järgi. Kiirgamisvõime osutub ka temperatuuri funktsiooniks.

Keha neelamisvõimeks nimetatakse mingisse spektraalvahemikku kuuluva neelatud kiirgusvoo $\Delta\phi'\lambda$ suhet samas vahemikus kehale langevasse kiirgusvoogu $\Delta\phi\lambda$:

$$a = \frac{\Delta\phi'\lambda}{\Delta\phi\lambda} \quad (5.3)$$

Kui $a_\lambda \approx 1$ kõigi lainepikkuste jaoks, on tegemist (absoluutselt) musta kehaga.

Kirchhoffi seaduse järgi on kiirgamis- ja neelamisvõime suhe antud temperatuuril ja lainepikkuste vahemikus sõltumatu kehast:

$$\left(\frac{\epsilon_{\lambda,T}}{a_{\lambda,T}} \right)_1 = \left(\frac{\epsilon_{\lambda,T}}{a_{\lambda,T}} \right)_2 = \dots = \mathcal{E}(\lambda, T), \quad (5.4)$$

kus $\mathcal{E}(\lambda, T)$ on temperatuuri ja lainepikkuse universaalne funktsioon, mis kujutab endast musta keha kiirgamisvõimet.

Stefani-Boltzmanni seadus väidab, et musta keha energaaltiline valgus (vt. valem 1.1 ja 1.3) on võrdeline absoluutse temperatuuri neljanda astmega:

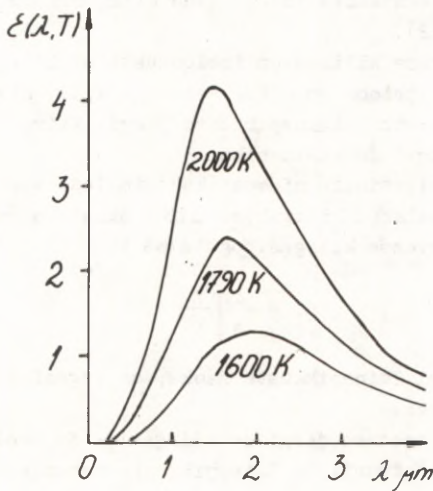
$$R_e = \int_0^\infty \mathcal{E}(\lambda, T) d\lambda = 6 \cdot T^4. \quad (5.5)$$

Konstanti 6 nimetatakse Stefan-Boltzmanni konstandiks. Tema arvvärtus $6 = 5,7 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^4$.

Funktsiooni $\mathcal{E}(\lambda)$ maksimumi asukoht, seega ka kiirgava keha värvus sõltub keha temperatuurist. Seda seost väljendab Wieneri nihkeseadus:

$$T\lambda_m = b, \quad (5.6)$$

konstandi b arvvärtus $b = 2,90 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$.



Joon. 9. Energia jaotus musta keha kiirguses erinevatel temperatuuridel.

Funktsiooni $\varepsilon(\lambda, T)$ kuju annab Plancki valem (joon. 9)

$$\varepsilon(\lambda, T) = \lambda^{-5} \cdot 2 \pi c^2 h / \left(e^{\frac{hc}{\lambda T}} - 1 \right), \quad (5.7)$$

kus h on Plancki konstant, k - Boltzmanni konstant, c - valguse kiirus. Valem (5.7) on tuletatav vaid eeldusel, et aatomid kiirgavad valgust mitte pidevalt, vaid portsjonide (kvantide) kaupa, mille energia

$$E = h \nu. \quad (5.8)$$

5.2.2. Luminestsents.

Mittetasakaalulisse olekusse viidud süsteem (keha) kiir-

gab rohkem, kui tasakaalulises olekus viibiv süsteem. Kui ergastamise ja kiirguse tekkimise vahele jääb ajavahemik, mis mitu suurusjärku ületab valguse võnkeperioodi ($T = 10^{-15}$ s), siis nimetatakse keha kiirguse seda osa, mis ületab tema soojustkiirguse antud temperatuuril, luminesentsiks.

Luminesentsinähtusi klassifitseeritakse vastavalt sellele, milline faktor tekitab mittetasakaalulise oleku, teiste sõnadega - vastavalt ergastusviisile:

- fotoluminesents (kiiritamisel optilise diapasooni elektromagnetlainetega);
- katoodluminesents (kiirete elektronidega pommitamisel, s.o. katoodkiirte toimele);
- kemoluminesents (keemilise reaktsiooni tulemusel); kemoluminesentsi üheks alaliigiks bioluminesents - elusolendite (näit. jaanimardikate, mitmesuguste mereorganismide jm.) helendumine;
- elektroluminesents (elektrivälja või -voolu toimele);
- röntgenluminesents (röntgenkiirte toimele);
- radioluminesents (tuumakiirguste toimele, ühe osakese poolt esilekutsutud sähvatus nimetatakse stsintillatsiooniks).

Nende kõrval eksisteerib veel rida teisi, harvaesinevaid luminesentsi liike (näit. kandoluminesents, triboluminesents, lioluminesents jm.).

Luminesceeruvad ained tegutsevad energia transformaatoritena, mis muundavad mitmesuguseid energialiike valgusenergiaks. Suure kasuteguriga töötavaid luminesceerivaid aineid, mis on spetsiaalselt selleks valmistatud, nimetatakse luminofoorideks. Luminofoorid leiavad kasutamist luminescentslampides, kineskoopides, mitmesugustes valgustabloodes, tuumaosakeste loendurites jm.

Tahkete luminofooride kõrval luminesceeruvad efektiivselt gaasid, paljud orgaanilised ained nii tahkes kui vedelas olekus.

Luminesentsi ajalise kestuse järgi eristatakse fluorestsentsi (kustub ergastuse lõppemisel aja jooksul, mis on määratud luminesceerivate aatomite, ionide jne. ergastatud seisundi elueaga) ja fosforestsentsi (pikaajaline järelhelendus).

Luminestsentsile iseloomuliku ajalise viivituse vältel, mis esineb ergastatud seisundi tekke ja kvandi kiirgumise vahel, toimub nn. relaksatsiooniprotsess. Suuremal osal juhtudest viib see kiiratava kvandi energia vähenemisele, võrreldes ergastava kvandi energiaga (Stockesi reegel).

Fotoergastuse juures koosneb vaadeldava keha kiirgus (nn. sekundaarkiirgus) kolmest komponendist. Peale luminestsentsi sisaldab see veel hajutatud kiirgust ja kuuma luminestsentsi. Hajumise puhul viivitust ergastuse ja kiirguse väljasaatmise vahel ei teki, s.o. relaksatsiooniprotsessi siin ei toimu. Kuuma luminestsentsi kiiratakse relaksatsiooniprotsessi käigus. Üldjuhul esinevad iga keha kiirguses kõik kolm komponenti. Sagedeli on ülekaalus hajutamisprotsessid, tänu millele me näeme ümbritsevaid esemeid nende valgustamisel spektri nähtavas piirkonnas.

5.2.3. Indutseeritud kiirgus. Laserid.

Ergastatud aatom võib põhiolekusse tagasi pöörduda kahel viisil:

- spontaanselt (iseeneslikult) aja 10^{-8} - 10^{-9} s jooksul;
 - sobiva sagedusega kõrvalise kvandi mõjul silmapilkselt.
- Viimane protsess viib süsteemile pealelangeva valguse intensiivsuse suurenemisele, tekkinud lisakiirgus kannab indutseeritud kiirguse nime.

Sama sagedusega kvant võib antud süsteemis ka neelduda, kui ta tabab ergastamata aatomit. See viib pealelangeva valguse nõrgenemisele.

Resulteeruv intensiivsuse muut sõltub sellest, kas ülekaalus on stimuleeritud kiirguse teke või neeldumisprotsessid, see omakorda aga energianivoode asustatusest. Pealelangeva valguse võimendamiseks on vajalik saavutada pöördhõive, mille all mõistetakse olukorda, kus kõrgemas seisundis olevate aatomite arv ületab madalamas seisundis olevate aatomite arvu. Formaalselt vastab sellele valemi (5.2) järgi negatiivne absoluutne temperatuur. Pöördhõivet on võimalik saavutada vaid sobivas energianivoode süsteemis (vähemalt kolm nivood, mis sisaldab

soovitavalt metastabiilset nivood) küllalt tugeval ergastusel.

Viies pöördhõivega süsteemi optilisse resonaatorisse (tasaparalleelsed peeglid, milledest üks on poolläbipaistev), saadakse uut tüüpi valgusallikas - laser. See nimetus tuleb ingliskeelse väljendi Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation esitähedest (valguse võimendamine indutseeritud kiirguse abil).

Laseri kiirgust iseloomustavad koherentsus, kiirte üliväike lahknemine, range monokromaatsus, kiirgusimpulsside suur või isegi ülisuur võimsus. Viimane asjaolu võimaldab laserkiirguse abil esile kutsuda mittelineaarseid optilisi nähtusi.

5.3. Vavilovi-Tšerenkovi helendus.

Laetud osake (näiteks elektron), mis liigub keskkonnas suurema kiirgusega kui valguse kiirus selles keskkonnas $v = c/n$ (n - keskkonna murdumisnäitaja), kiirgab elektromagnetlainet ka siis, kui liikumine on ühtlane, s.o. kiirenduseta. Sellist kiirgust nimetatakse Vavilovi-Tšerenkovi helenduseks. Temas on ülekaalus lühikesed lainepikkused, mistõttu ta on sinaka värvusega. Teda kiiratakse vaid piki koonuse moodustajat, mille telg ühtib osakese kiirusvektoriga. Moodustaja ja telje vaheline nurk on määratud seosega

$$\cos \vartheta = \frac{c}{n \cdot v}.$$

Sellise koonuse tekkemehanism on analoogne lööklaine tekkemehanismiga üleheliikiirusega liikumisel.

6. Valguse kvantomadused (korpuskulaarsed omadused).

Valgusele on omane dualistlik iseloom, mis ühendab nii lainelisi kui ka korpuskulaarseid omadusi. Valgusosakesi nimetatakse footoniteks.

6.1. Footoni karakteristikud.

Footoni energiat väljendav valem (5.8) $E = h\nu$ väljendab ühtlasi valguse laine- ja kvantomaduste tihedat seost: kvandi

energia on määratud vastava elektromagnetlainelise sagedusega.

Footoni mass

$$m = \frac{h\nu}{c^2}, \quad (6.1)$$

tema seisumass on võrdne nulliga.

Footoni impulss

$$p = m \cdot c = \frac{h\nu}{c} = \hbar k, \quad (6.2)$$

kus k on lainearv: $k = 2\pi/\lambda$, $\hbar = h/2\pi$.

6.2. Fotoefekt.

Fotoefektiks nimetatakse elektrilisi nähtusi, mis ilmnevad aines valguse toimel. Nende nähtuste hulka kuuluvad:

- elektronide emiteerimine (väline fotoefekt);
- elektromotoorjõu teke (ventiil - fotoefekt);
- elektrijuhtivuse muutus (seesmine fotoefekt, fotojuhtivus).

Valguse poolt vabastatud elektronide arv ajaühikus (fotovool) on võrdeline valgusvooga (valguse muutumatu spektraalkoostise puhul)

$$i \sim \Phi. \quad (6.3)$$

Seda sõltuvust nimetatakse Stoletovi seaduseks.

Energiabilanssi välise fotoefekti puhul kirjeldab Einsteini võrrand

$$h\nu = mv^2/2 + A, \quad (6.4)$$

siin $h\nu$ - footoni energia, $mv^2/2$ - elektroni kineetiline energia ja A - väljumistöö.

Fotoefekti punapiiriks nimetatakse vähimat valguslainelise sagedust (resp. - suurimat lainepikkust), mis veel kutsus esile fotoefekti. See on määratud seosega

$$h\nu_{\min} = A. \quad (6.5)$$

Ventiil-fotoefekt tekib pooljuhtide p-n siirete valgustamisel. Nähtus on aluseks päikeseplatade tööle.

Seemise fotoefekti olemus seisneb selles, et valgus põhjustab aines elektronide siirdeid valentstsoonist (või lisandite nivoodelt) juhtivuse tsooni, kutsudes esile pooljuhi või dielektriku elektrijuhtivuse suurenemise.

Fotoefekti seaduspärasused on seletatavad vaid valguse neeldumise kvantiseloomu arvestades.

A A T O M I F Ü Ü S I K A

1. Aatomi ehituse põhijooned.

Aatom koosneb positiivselt laetud massiivsest tuumast ja seda ümbritsevast elektronkattest. Lihtsustatud kujutluse järgi moodustavad elektronkatte tuuma ümber ring- või elliptilistel orbiitidel tiirlevad elektronid. Aatomi mõõtmed koos elektronkattega on suurusjärgus 10^{-8} cm, tuuma mõõtmed - 10^{-13} cm.

Lihtsaima, vesiniku aatomi tuuma moodustab üks prooton; selle ümber tiirleb üks elektron. Prootoni ja elektroni laengud on absoluutväärtuselt võrdsed, selle väärtus $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{C}$, ja seda kasutatakse aatomifüüsikas laenguühikuna. Aatomi tuuma laeng, väljendatuna ühikutes e , annab elemendi järjenumbriga Z perioodilisuse süsteemis. Selle arvuga on võrdne ka elektronide arv neutraalses aatomis.

Aatomite masse mõõdetakse aatomimassi ühikutes, mis moodustab $1/12$ süsiniku isotoobi $^{12}_6\text{C}$ massist. $1u = 1,6603 \cdot 10^{-24} \text{kg} = 931,44 \text{ MeV}$. Võrdluseks - prootoni mass $m_p = 938,2 \text{ MeV}$, elektroni mass $m_e = 0,511 \text{ MeV}$.

Vabade aatomite spektrid kujutavad endast joonspektreid, spektri jooned rühmituvad seeriatena. Iga elemendi spekter on talle iseloomulik. See asjaolu on spektraalanalüüsi aluseks.

Aatomi elektronkatte struktuuri täieliku seletuse annab kvantmehaanika (vt. p. 5).

2. Bohri aatomimudel.

Piltliku kuid lihtsustatud ettekujutuse aatomist annab

Bohri aatomimudel.

Elektronid liiguvad aatomis kindlatel, nn. statsionaarsetel orbiitidel. Vaatamata sellele, et see liikumine toimub kiirendusega, statsionaarsel orbiidil viibiv elektron ei kiirga (Bohri I postulaat).

Statsionaarsed orbiidid on määratud kvanttingimusega

$$mvr = n\hbar, \quad (2.1)$$

kus n on täisarv, avaldis mvr kujutab endast orbiidil liikuva elektroni impulsimomenti, $\hbar = h/2\pi$.

Statsionaarsele orbiidile vastab elektroni energia diskreetne väärtus

$$E_n = - \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^2 n^2}, \quad (2.2)$$

mis tähendab, et energia on kvanditud (vt. joon. 10).

Vastava orbiidi raadius

$$r_n = \frac{n^2 \hbar^2 \epsilon_0}{me^2}. \quad (2.3)$$

Aatom kiirgab elektromagnetlaineid, kui elektron läheb suurema energiaga (kõrgemalt) orbiidilt üle väiksema energiaga (madalamale) orbiidile. Vastava kvandi energia

$$h\nu = E_n - E_m, \quad (2.4)$$

kus E_n ja E_m on nendele orbiitidele vastavad energiaväärtused. (Bohri II postulaat).

Tulemusena viib Bohri aatomimudel üldistatud Balmeri valem

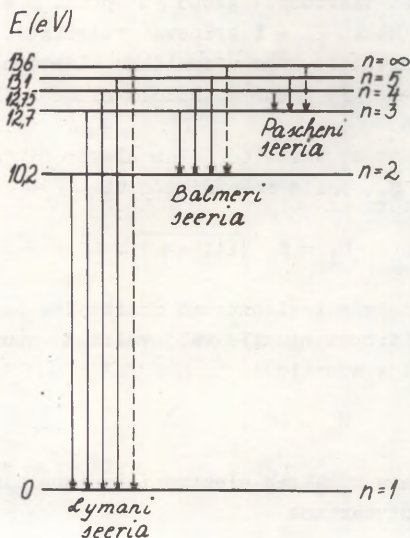
$$h\nu = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (2.5)$$

kus $R = 13,6$ eV (Rydbergi konstant).

Valem (1.5) kirjeldab vesiniku aatomi spektreid eksperimenti tulemustega kokkulangevalt. Erinevatele m väärtustele

vastavad järgnevad spektraalseeriad (n omandab väärtusi $m + 1$ -st kuni lõpmatuseni, väärtusele $n = \infty$ vastab seeria piir):

- $m = 1$ - Lymani seeria spektri ultravioletses piirkonnas;
 - $m = 2$ - Balmeri seeria spektri nähtavas piirkonnas;
 - $m = 3$ - Pascheni seeria infrapunases piirkonnas,
- ka järgnevad seeriad, kus $m = 4$, $m = 5$ jne., asuvad spektri infrapunases piirkonnas (vt. joon. 10).



Joon. 10. Vesiniku aatomi energianivoode skeem.

3. Mitmeelektronilised aatomid.

Mitmeelektroniliste aatomite elektronkate koosneb elektronkihtidest. Aatomite optilised ja keemilised omadused olenevad väliskihi ehitusest, esmajoones elektronide arvust selles. Väliskihi elektrone nimetatakse valents- või ka optilis-

teks elektronideks.

Spektrijooned vastavad enamusel juhtudest elektronkätte väliskihi elektronide üleminekule ühest olekust teise.

3.1. Kvantarvud.

Elektroni seisund aatomis on määratud nelja kvantarvuga - peakvantarv n , orbitaalkvantarv l , magnetkvantarv m ja spinnkvantarv s .

Kvantarvud n , l ja m omavad vaid täisarvulisi väärtusi, mis on omavahel seotud - antud n puhul $l = 0, 1, \dots, n-1$ (kokku n erinevat väärtust); antud l puhul $m = -l, -l+1, \dots, 0, \dots, +l$ (kokku $2l+1$ erinevat väärtust).

Spinnkvantarvul on kaks võimalikku väärtust - $s = \pm 1/2$.

Elektroni energia antud seisundis oleneb põhilises osas peakvantarvust n .

Orbitaalkvantarv l iseloomustab elektroni orbitaalset impulsimomenti \vec{M}_l , selle momendi moodul

$$M_l = \hbar \sqrt{l(l+1)}. \quad (3.1)$$

Magnetkvantarv m iseloomustab orbitaalse impulsimomendi projektsiooni väärtusi mingile väljavalitud suunale (näit. välise magnetvälja suunale):

$$M_z = m\hbar. \quad (3.2)$$

Spinnkvantarv s määrab elektroni omaimpulsimomendi vektori \vec{M}_s absoluutväärtuse

$$M_s = \hbar \sqrt{s(s+1)}, \quad (3.3)$$

tema projektsioon

$$M_{sz} = \pm 1/2 \hbar. \quad (3.4)$$

Elektroni energia sõltub üldjuhul kõigist kvantarvudest, millega seoses erinevates olekutes olevatel elektronidel on ka erinev energia. Üheelektronilistes aatomites (neutraalne

vesinik, ühekordselt ioniseeritud heelium, kahekordselt ioniseeritud liitium jne.) omavad kõik seisundid, mis on iseloomustatavad ühe peakvantarvu väärtusega n , kuigi omavad erinevaid l , m ja s väärtusi, ühesugust energiat. Olukorda, kus erinevad seisundid omavad sama energiat, nimetatakse kõdumiseks. Mitmeelektronilistes aatomites kõdumine kaob.

3.2. Pauli printsiip.

Ühe aatomi koosseisu kuuluvate elektronide seisundid erinevad üksteisest vähemalt ühe kvantarvu väärtuse poolest. Teisiti öeldes - mingis kindlas olekus saab antud aatomis (või muus osakeste süsteemis) viibida vaid üks elektron. See väide kannab Pauli printsiibi (mõnikord - Pauli keelureegli) nime. Pauli printsiibile alluvad kõik pooltäisarvulise spinniga osakesed (st. osakesed, millel $s = 1/2, 3/2, 5/2$ jne.). Pooltäisarvulise spinniga osakesi nimetatakse fermionideks.

3.3. Elektronkatte struktuur.

Pauli printsiibist tuleneb aatomi elektronkatte kihiline struktuur. Elektronikihi aatomis moodustavad kõik ühesuguse peakvantarvuga elektronid. Neid kihte, alates sisemistest, tähistatakse K, L, M, N jne. vastavalt peakvantarvu väärtustele $1, 2, 3, 4$ jne. Olekute arv elektronkihis on määratud valemiga

$$\sum_{l=0}^{n-1} 2 \cdot (2l + 1) = 2n^2, \quad (3.5)$$

mis vastavalt Pauli printsiibile määrab ka elektronide maksimaalse arvu antud kihis.

Kõrvalkvantarvuga l on määratud alakihit. Alakihte on kombeks tähistada (ja nimetada) vastavalt l väärtustele spektroskoopiliste sümbolitega s ($l = 0$), p ($l = 1$), d ($l = 2$), f ($l = 3$) jne. Elektronide arv täielikult täidetud alakihis on $2 \cdot (2l + 1)$.

Elektronitiheduse jaotust tuuma ümber, mis on määratud kvantarvude n, l ja m mingite konkreetsete väärtustega, nimetatakse orbitaaliks. Kvantarvud l ja m määravad orbitali kuju.

Orbitali tähistus on analoogne alakihi tähistusega (s, p, d, f jne.).

3.4. Elementide perioodiline süsteem.

Elemendi järjenumbriga Z suurenemisel toimub järjest uute elektronkihtide järkjärguline täitumine. Kuna elemendi keemilised omadused sõltuvad esmajoonel valentselektronide (vt. p. 3) arvust, osutuvad need omadused järjenumbriga perioodiliseks funktsiooniks. Erinevates perioodides ekvivalentsetel kohtadel asuvad elemendid moodustavad sarnaste keemiliste omadustega ainetete rühma (näit. leelismetallide rühm, inertgaaside rühm jne.).

Elektronorbitalide keskmised raadiused suurenevad nn. loomulikus järjekorras (kvantarvude n ja l suurenemisega):

1s, 2s, 2p, 3s, 3p, 3d, 4s, 4p, 4d, 4f, 5s, 5p, ... (3.6)

Alakihtide täitumine toimub kooskõlas Kletškovski reeglina, mille järgi enne täituvad need alakihid, mille jaoks summa $n + l$ on väiksem, järgmiselt:

1s, 2s, 2p, 3s, 3p, 4s, (3d), 4p, 5s, (4d), 5p, 6s, (4f), (5d), 6p, 7s, (5f), 6d. (3.7)

Järjestuste (3.6) ja (3.7) kõrvutamisel selgub, et ringiga märgitud alakihid pole täitumisel enam välised. Niisuguste alakihtide täitumisele vastavate elementide keemilised omadused on üsna sarnased. Nii moodustuvad 3d ja 4d üleminekumetallide grupid; eriti sarnased on omadused elementidel lantanoidide (4f) ja aktinoidide (5f) gruppides.

3.5. Aatomi optilised omadused.

Aatomi optilised omadused on määratud tema elektronide summaarse orbitaalse momendiga \vec{L} , summaarse omaimpulsimomendiga \vec{S} ja resulteeriva impulsimomendiga \vec{J} . (Impulsimomentide tähistamiseks kasutatakse selles punktis vastavaid kvantarve, mis on varustatud vektori märgiga, näit. $\vec{L} = \vec{M}_l$ jne.)

$$\begin{aligned}\vec{L} &= \vec{L}_1 + \vec{L}_2 + \dots \\ \vec{S} &= \vec{s}_1 + \vec{s}_2 + \dots \\ \vec{J} &= \vec{L} + \vec{S} \quad (\text{spinn-orbitaalne seos}),\end{aligned}\tag{3.8}$$

kus $\vec{L}_1, \vec{L}_2, \dots$ ja $\vec{s}_1, \vec{s}_2, \dots$ on üksikute elektronide orbitaal- ja spinnmomendid.

Täielikult täidetud alakihti iseloomustab see, et summaarsed impulsimomendid L, S ja J võrduvad nulliga. Seega on aatomi optilised omadused määratud osaliselt täidetud allkihi omadustega (momentidega).

Impulsimomentide vektoriseloomust tingituna saadakse summaarse momendi jaoks erinevad tulemused sõltuvalt liidetavate vektorite vastastikusest orientatsioonist. Selle tulemusena on summaarsele momendile vastaval kvantarvul (L, S või J) terve rida võimalikke väärtusi. Kahe liidetava korral on need järgmised:

$$\begin{aligned}L &= l_1 + l_2; l_1 + l_2 - 1; \dots |l_1 - l_2| \\ J &= L + S; L + S - 1; \dots |L - S| \\ S &= 1; 0.\end{aligned}\tag{3.9}$$

Energianivoo (seisundi, termi) tähisteks on järgnev kombinatsioon L, S ja J väärtustest:

$$2S + 1L_J\tag{3.10}$$

Siin kasutatakse L arväärtuste väljendamiseks suuri tähti $S(L = 0), P(L = 1), D(L = 2), F(L = 3), G(L = 4)$ jne., suurst $2S + 1$ (S tähendab siin summaarset spinni) nimetatakse termi multiplatsuseks. Näide - 3P_0 tähendab seisundit, kus $S = 1, L = 1, J = 0$.

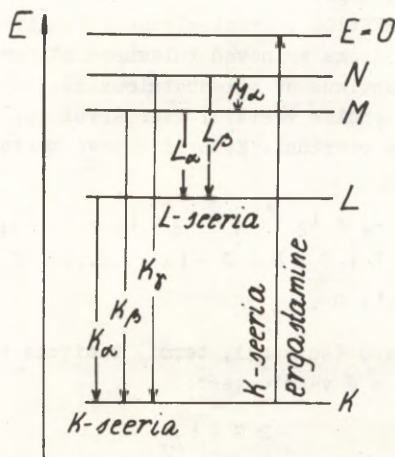
Elektroni siirded erinevate seisundite vahel alluvad valikureeglitele. Lubatud on ainult sellised siirded, mille puhul $\Delta L = \pm 1, \Delta J = 0, 1$ (välja arvatud siire $0 \rightarrow 0$) ja $\Delta S = 0$ (viimane valikureegel on vähem range).

4. Röntgenspektrid.

Elektroni eemaldamisel aatomi siseelektronihist, hakka-

vad vabanenud kohale toimuma siirded teistest, kõrgematest elektronkihtidest. Seejuures kiirgab aatom elektromagnetlaineid röntgendiapasoonist. Selline kiirgus kannab karakteristliku röntgenkiirguse nime. Karakteristlik röntgenkiirgus omab joonspektrit, mis on iseloomulik antud elemendile.

Spektrijooned moodustavad seeriad, mida nimetatakse vastavalt siirde lõppniivoole K-, L-, M-, N- jne. seeriateks. Igas seerias märgitakse jooni lainepikkuse vähenemise järjekorras indeksitega α , β , γ ... (näit. K_α ; K_β ; K_γ jne.) (vt. joon. 11).



Joon. 11. Karakteristlik röntgenkiirgus.

Karakteristliku röntgenkiirguse sagedus on määratud Moseley valemiga

$$\sqrt{\omega} = C (Z - \sigma), \quad (4.1)$$

kus Z on elemendi järjenumbr, σ - ekraneerimiskonstant, mille väärtus on määratud spektraalseeriaga ega sõltu Z -st; konstandil C on erinevad väärtused iga seeria iga joone jaoks.

$$C = \sqrt{R \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right)}, \quad (4.2)$$

kus n_1 ja n_2 on siirde alg- ja lõppniivoole vastavad peakvant-arvud. Viimane avaldis on üldistatud Balmeri valemi (2.5) analoog.

5. Kvantmehaanika.

Täpselt kirjeldab mikroosakesi ja nende süsteeme (aatomid, molekulid, kristallid jne.) kvantmehaanika. Kvantmehaanika ideeliseks aluseks on asjaolu arvestamine, et mikroosakestel nagu valguselgi on kaksikiseloome - osakesed ühendavad endas nii korpuskulaarseid kui ka laineomadusi. Viimased ilmnevad otseselt muuhulgas elektronide läbiminekul õhukesest metallfooliast, mille juures läbinud elektronide nurkjaotus vastab tüüpilisele difraktsioonpildile, mis on analoogne röntgenikiirte poolt tekitatuga.

Vastavate lainete lainepikkus ja sagedus on määratud seostega

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad (5.1)$$

$$\omega = \frac{E}{\hbar} \quad (5.2)$$

kus p on osakese impulss, E - tema energia. Oma vormi poolest ühtuvad need seosed valemitega (5.8 ja 6.2), mis kehtivad footonite jaoks (de Broglie' hüpotees).

Mikroosakeste kaksikiseloomust tuleneb Heisenbergi määramatuse relatsioon

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \hbar, \quad (5.3)$$

mille järgi mikroosakese asukoht ja impulss pole üheaegselt täpselt määratavad. Asukoha (koordinaadi) määramatus Δx ja impulsi määramatus Δp_x on omavahel seotud valemiga (5.3).

Sama tüüpi valemiga on seotud ka aja ja energia määramatused Δt ja ΔE :

$$\Delta t \cdot \Delta E \geq \hbar \quad (5.4)$$

Mikroobjekti olekut kirjeldab kvantmehaanikas Schrödingeri võrrandi lahendina leitav lainefunktsioon ψ :

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi + U\psi = i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} \quad (5.5)$$

Selles võrrandis on kasutatud järgmisi tähistusi:

i - imaginaarühik, m - osakese mass, Δ Laplace'i operaator

$$\left(\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right),$$

U - osakese potentsiaalne energia.

Statsionaarsel juhul, kui U ei sõltu ajast, avaldub lainefunktsioon kahe teguri korrutisena, milledest üks sõltub ainult ajast, teine ainult koordinaatidest:

$$\psi(x, y, z, t) = e^{-\frac{iEt}{\hbar}} \cdot \psi(x, y, z) \quad (5.6)$$

Funktsiooni $\psi(x, y, z)$ jaoks saadakse statsionaarse oleku Schrödingeri võrrand, mida sageli nimetataksegi lihtsalt Schrödingeri võrrandiks:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi + U\psi = E\psi \quad (5.7)$$

Võrrand on lahenduv vaid teatud kindlate E väärtuste juures. Need E väärtused annavadki vaadeldava mikrosüsteemi energiaspektri; paljudel tüüpilistel juhtudel on see spekter diskreetne. Igale E väärtusele vastab üldjuhul erinev võrrandi lahend - süsteemi lainefunktsioon. Kõdumise puhul vastab mitmele lainefunktsioonile üks E väärtus.

Lainefunktsiooni ψ ja energiaspektri konkreetne kuju on määratud funktsiooni $U = U(\vec{r})$ omadustega ja ääretingimustega.

Lainefunktsiooni tuleb tõlgendada statistiliselt: tema mooduli ruut annab tõenäosustiheduse osakese leidmiseks antud ruumpunktis:

$$\frac{dP}{dV} = \psi(x, y, z) \cdot \psi^*(x, y, z) = |\psi|^2, \quad (5.8)$$

kus ψ^* on kaaskompleksne lainefunktsioon.

Matemaatiliselt kujutab Schrödingeri võrrand endast omaväärtusülesannet koguenergia (Hamiltoni) operaatori jaoks:

$$\hat{H} \psi = E \psi, \quad (5.9)$$

kus \hat{H} on Hamiltoni operaator, ψ - võrrandi otsitav omafunktsioon, E - selle omaväärtus. Lahenditena saadud omafunktsioonid ongi süsteemi lainefunktsioonid, omaväärtused annavad süsteemi energiaspektri.

Hamiltoni operaator saadakse Hamiltoni funktsioonist $H = H(p, q)$, kus sõltumatuteks muutujateks on impulsid p ja koordinaadid q . Seejuures asendatakse impulsid ja koordinaadid neile vastavate kvantmehaaniliste operaatoritega

$$\hat{p}_x = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \quad (5.10)$$

$$\hat{x} = x, \quad (5.11)$$

s.t. impulsi operaator on seotud diferentseerimise operatsiooniga, koordinaadi operaator tähendab koordinaadiga korrutamist ($\hat{x}\psi = x \cdot \psi$). Kuna süsteemi koguenergia kujutab endast potentsiaalse ja kineetilise energia summat $E = U + T$, siis ka

$$\hat{H} = \hat{U}(x) + \hat{T}(p) \quad (5.12)$$

Ühedimensionaalsel juhul $\hat{T} = \frac{\hat{p}^2}{2m}$ $\hat{U} = U(x)$.

Arvestades, et $\hat{p}^2 = -\hbar^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2}$ ja $\hat{U}\psi = U(x) \cdot \psi$, annab avaldise (5.9) rakendamine tulemuse, mis langeb täielikult kokku Schrödingeri võrrandiga (5.7) ühedimensionaalsel juhul.

5.1. Tunneleffekt.

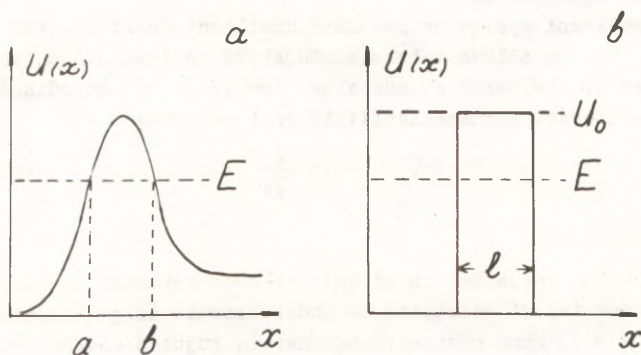
Kvantmehaanika rakendamine viib tulemusele, et mikroosake on suuteline läbima ala, kus potentsiaalne energia on suurem osakese koguenergiast, s.o. $U(x) > E$ (joon. 12). Sellist ala nimetatakse potentsiaalibarjääriks, potentsiaalibarjääri läbimist aga tunneleffektiks. Täheäaosus potentsiaalibarjääri läbimiseks e. läbilaskvustegur

$$D = e^{-\frac{2}{\hbar} \int_a^b dx \sqrt{2m(U-E)}}$$

täisnurkse potentsiaalbarjääri korral see avaldis lihtsustub:

$$D = e^{-\frac{2l}{\hbar} \sqrt{2m(U_0-E)}}$$

kus l on potentsiaalbarjääri laius (vt. joon. 12), U_0 - tema kõrgus.



Joon. 12. Suvalise kujuga ja täisnurkne potentsiaali-barjäär.

T U U M A F Ü Ü S I K A

1. Aatomituumade koostis.

Kõikide elementide aatomituumad koosnevad positiivselt laetud prootonitest ja neutraalsetest neutronitest, mis kannavad ühist nimetust - nukleonid.

Nukleonide koguarvu tuumas nimetatakse tuuma massiarvuks A . Prootonite arv on määratud elemendi järjenumbriga (laengu- arvuga Z). Neutronite arv tuumas $N = A - Z$. Aatomituumade, mis omab kindlat ehitust ja koostist, nimetatakse nukliidiks. Nukliidi tähistatakse vastava keemilise elemendi sümboliga, mär-

kides indeksitega ära nukliidi massiarvu (ülal) ja laenguarvu (all). Näiteks - $^{27}_{13}\text{Al}$.

Tuumasid, mis omavad sama laenguarvu, kuid erinevat massiarvu (s.t. erinevad neutronite arvu poolest), nimetatakse isotoopideks. Isobaarid on tuumad, millel sama massiarvu juures on erinevad laenguarvud.

2. Tuumade omadused.

Stabiilsete tuumade põhikarakteristikuteks on massiarv A , elektrilaeng Ze , mass M , seoseenergia ΔE , raadius R , spinn I ja magnetmoment μ . Mittestabiilsete (radioaktiivsete) tuumade puhul lisandub loetletutele eluiga τ .

2.1. Tuuma mass ja seoseenergia.

Nukliidide masse mõõdetakse aatomimassühikutes (vt. p. A10). Elemendi aatommassi all mõistetakse tema stabiilsete isotoopide keskmist aatomimassi samades ühikutes.

Tuuma mass M on väiksem teda moodustavate nukleonide masside summast. Nende masside vahet ΔM nimetatakse massidefektiks

$$\Delta M = Zm_p + (A - Z)m_n - M, \quad (1.1)$$

kus m_p - prootoni mass ($m_p = 938,2 \text{ MeV}$);

m_n - neutroni mass ($m_n = 939,5 \text{ MeV}$).

Massidefektile ΔM vastab Einsteini seose $E = mc^2$ alusel tuuma seoseenergia ΔE :

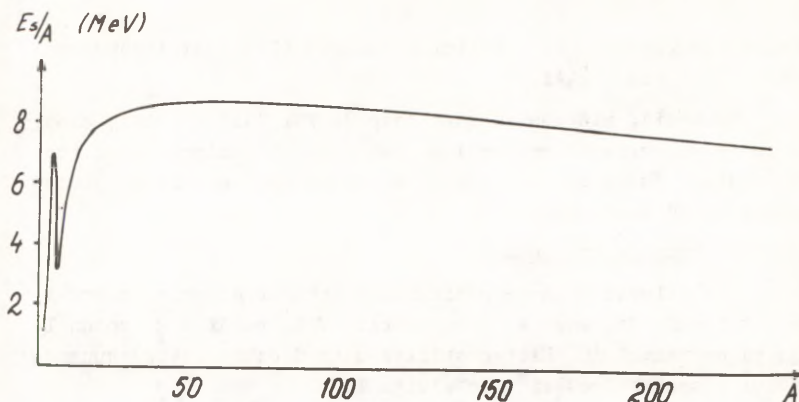
$$\Delta E = \Delta Mc^2 \quad (1.2)$$

Seoseenergia on võrdne tööga, mida tuleb teha tuuma lõhkumiseks teda moodustavateks nukleonideks. Sama energiahulk eraldub vabade nukleonide liitumisel tuumaks.

Ühe nukleoni kohta tulevat seose energiat nimetatakse eriseoseenergiaks E_e

$$E_e = \frac{\Delta E}{A} \quad (1.3)$$

Suurimat eriseoseenergiat omavad nukliidid massiarvuga 50 - 60,



Joon. 13. Erisooseenergia sõltuvus tuuma massiarvust.

milledel $E_e = 8,7$ MeV (joon. 13). See asjaolu võimaldab tuumaenergia vabastamist nii kergete tuumade ühinemisel raskemateks (termotuumareaktsioonil) kui ka raskete tuumade lagunemisel keskmise massiga tuumadeks (vt. p. 6.1 ja 6.2).

2.2. Tuuma raadius.

Tuuma ruumala osutub võrdeliseks nukleonide arvuga temas. Vastavalt sellele on tuuma raadius väljendatav valemiga

$$R = R_0 A^{1/3}. \quad (2.1)$$

Siin $R_0 = 1,3 \cdot 10^{-15}$ m = 1,3 fermit.

2.3. Tuuma spinn ja magnetmoment.

Tuuma spinn moodustub tema koosseisu kuuluvate nukleonide spinnidest (spinnkvantarv nii prootonil kui neutronil on 1/2) ja nende orbitaalsetest momentidest. Kõik need impulsimomendid ilmutavad tendentsi vastastikku kompenseeruda, mistõttu tuuma spinni väärtus ei ületa mõnda ühikut \hbar . Paarisarvu neutronite ja prootonitega tuumades $I = 0$.

Tuuma magnetmoment moodustub prootonite ja neutronite omamagnetmomentidest ja prootonite orbitaalse liikumisega seotud magnetmomendist (neutronid kui laenguta osakesed orbitaalsesse magnetmomenti panust ei anna).

Protoni omamagnetmoment

$$\mu_p = 2,79 \mu_0. \quad (2.2')$$

Neutroni omamagnetmoment

$$\mu_n = -1,91 \mu_0, \quad (2.2'')$$

kus μ_0 on nn. tuumamagneton ($\mu_0 = eh/2mc$).

Tuuma magnetmoment

$$\mu = gI\mu_0, \quad (2.3)$$

kus g on võrdetegur, mida nimetatakse g -faktoriks. Selle väärtused on erinevate tuumade jaoks vahemikus $-4 \div +6$.

3. Tuuma struktuur.

Tulenevalt sellest, et nukleonid kuuluvad fermionide (vt. p. 3.2) hulka, on aatomituumale iseloomulik nukleonide kihiline paigutus (analoogia- aatomi elektronkatte kihiline ehitus). Täielikult täidetud kihis on prootonite või neutronite arvud 2, 6, 12, 8, 22, 32, 44, ...

Täielikult täidetud kihtidega tuumad on eriti stabiilsed. Neile vastavad prootonite (neutronite) koguarvud (nn. maagilised arvud) 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Kui nii prootonite kui ka neutronite arv on maagiline, on tegemist kahekordselt maagilise tuumaga (näit. ${}^4_2\text{He}$, ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{208}_{82}\text{Pb}$ jt.). Rangelt võttes on maagiliste tuumade stabiilsus suhteline - nad on vaid tunduvalt stabiilsemad naabertuumadest, millel Z ja N veidi erinevad maagilistest arvudest. Igal juhul on tuuma stabiilsuse tingimuseks neutronite arvu kindel suhe

$$\frac{N}{Z} = 1 + 0,015 A^{2/3} \quad (3.1)$$

ja $A < 250$

4. Tuumajõud.

Tuumajõud seovad aatomituumades prootoneid neutronitega kui ka nimetatud osakesi omavahel (tuumajõudude laenguline sõltumatus). Nad omavad lühikest mõjuraadiust (~ 2 fermit). Mõjuraadius on määratud seosega

$$r = h/m_{0\pi}c, \quad (4.1)$$

kus $m_{0\pi}$ on π -mesoni seisumass.

Tuumajõud on tugeva interaktsiooni tüüpiliseks ilminguks (vt.lk.56). Nad on põhjustatud virtuaalsete ^{*)} π -mesonite vahetamisest nukleonide poolt.

5. Radioaktiivsus.

Praeguseks ajaks on tuntud u. 1700 erinevat nukliidi. Neist ~ 230 on stabiilsed, ülejäänud lagunevad iseeneslikult nii, et tekivad teised nukliidid ja tuumakiirgused (α -, β - ja γ -kiirgus). Tuumade iseeneslikku muundumist nimetatakse radioaktiivsuseks.

Looduses leidub nukliide laenguarvuga 1-st (vesinik) kuni 92-ni (uraan), v.a. elemendid $Z = 43$ ja $Z = 61$. Mõned looduses leiduvatest rasketest tuumadest (uraan ja toorium) on radioaktiivsed. Looduslike radioaktiivsete ainete hulka kuuluvad ka nimetatud elementidest algavate radioaktiivsete ridade liikmed. Ülejäänud mittestabiilsed nukliidid on tehiskliku päritoluga, sealhulgas ka nn. transuraanide (elemendid, millel $Z > 92$) kõik isotoobid.

5.1. Radioaktiivse lagunemise seadus.

Ajauhikus lagunenud tuumade arv on võrdeline olemasole-

^{*)} Erinevalt reaalistest on virtuaalsete osakeste eluiga Δt tulenev määramatuse relatsioonist $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$, kus ΔE on osakese seisumassile vastav energia. Aja Δt jooksul virtuaalne osake neelatakse vastastikmõjus oleva teise partneri või tema kiiranud objekti enese poolt. Formaalselt toimub virtuaalse osakese teke energia jäävuse seaduse "rikkumisega".

vate tuumade arvuga:

$$-dN = \lambda \cdot N dt, \quad (5.1)$$

kus dN on tuumade arvu muutus, λ - ühe antud sorti tuuma lagunemise tõenäosus ajaühikus, N - antud momendil olemasolevate tuumade arv. Avaldise (5.1) integreerimine annab lagunemisseaduse integraalsel kujul:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (5.2)$$

kus N_0 on tuumade arv ajahetkel $t = 0$.

Suurust $\tau = 1/\lambda$ nimetatakse antud nukliidi keskmiseks eluajaks.

Ajavahemikku, mille vältel lagunevad pooled antud nukliidi tuumadest, nimetatakse poolestusajaks

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \tau \ln 2. \quad (5.3)$$

Radioaktiivsete isotoopide poolestusajad on vahemikus $3 \cdot 10^{-7}$ s kuni $5 \cdot 10^{15}$ a.

5.2. Preparaadi aktiivsus.

Radioaktiivse preparaadi aktiivsust mõõdetakse lagunemiste arvuga ajaühikus, s.t.

$$a = |dN/dt| = \lambda \cdot N \quad (5.4)$$

Aktiivsuse ühikuks (süsteemiväliseks) on kürii

$$1Ci = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1} \text{ (lagunemist sekundis),} \quad (5.5)$$

mis vastab 1 g puhta raadiumi aktiivsusele.

5.3. Radioaktiivsed read. Radioaktiivne tasakaal.

Juhul, kui radioaktiivse tuuma lagunemisel tekivad tütar-tuum on omakorda radioaktiivne, tekivad radioaktiivsed read. Kuna massiarvu vähenemine ridades on seotud vaid α -lagunemisega (vt. p. 5.4), osutuvad põhimõtteliselt võimalikeks vaid

4 radioaktiivset rida, milledest kolm esinevad looduses, neljas on tehisliku algelemendiga (meelevaldne aatominumber A väljendub α -osakese massiarvu "4" kaudu nii: $A = 4a + b$)

$$1) b = 2 \text{ uraani rida } ({}^{238}_{92}\text{U} \text{ ---- } {}^{206}_{82}\text{Pb})$$

$$2) b = 3 \text{ aktiiniumi rida } ({}^{235}_{92}\text{U} \text{ ---- } {}^{207}_{82}\text{Pb})$$

$$3) b = 0 \text{ tooriumi rida } ({}^{232}_{90}\text{Th} \text{ ---- } {}^{208}_{82}\text{Pb})$$

$$4) b = 1 \text{ neptuuniumi rida } ({}^{237}_{93}\text{Np} \text{ ---- } {}^{209}_{83}\text{Bi})$$

Sulgudes on näidatud rea algisotoop ja stabiilne lõppprodukt.

Kui rea mingi liikme ajaühikus tekkinud tuumade arv on võrdne lagunevate tuumade arvuga, on tegemist radioaktiivse tasakaaluga. Tasakaalu tingimuseks on

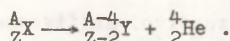
$$\frac{dn_1}{dt} = \lambda n - \lambda_1 n_1 = 0, \quad (5.6)$$

kus n on emaelemendi tuumade arv, λ selle lagunemiskonstant. Tingimusest (5.6) järgneb tuumade tasakaaluliste kontsentratsioonide kohta

$$\frac{n_1}{n} = \frac{\lambda}{\lambda_1}. \quad (5.7)$$

5.4. α -aktiivsus.

α -kiirgus kujutab endast heeliumituumade ${}^4_2\text{He}$ voogu. α -lagunemise skeem on järgmine:



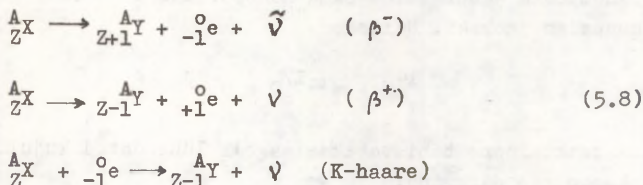
Mingi nukliidi lagunemisel tekkivate α -osakeste spekter on joonspekter, s.t. α -osakeste energiad on kindlate väärtustega. Tüüpilised α -osakeste energia väärtused on $1 \div 5$ MeV. Tuumast lahkumisel peab α -osake ületama potentsiaalibarjääri, mis toimub tunneleefekti vahendusel.

5.5. β -aktiivsus.

β -aktiivsus omab 3 alaliiki:

1) tuum kiirgab elektroni ${}^0_{-1}e$ (β^- -aktiivsus), 2) tuum kiirgab positroni (β^+ -aktiivsus), 3) tuum neelab teda ümbritsevast elektronkattest ühe elektroni (K-haare).

Nende protsesside skeemid on järgmised:



β -aktiivsuse elementaaraktiks on neutroni lagunemine



Viimastes valemities on kasutatud järgmisi tähistusi: n - neutron, p - prooton, ν - neutriino, $\bar{\nu}$ - antineutriino; üle- ja alaindeksid nende juures tähendavad vastavalt massi- ja laenguarvu.

Kuna β -lagunemisel tekib peale elektroni või positroni veel neutriino (antineutriino), jaguneb lagunemise energia kõikvõimalikes suhetes nende vahel, mistõttu β -osakeste spekter on pidev.

5.6. Teised aktiivsuse ilmingud.

Peale α - ja β -aktiivsuse on tuntud veel prootonaktiivsus (tuum kiirgab üks või kaks prootonit) ning raskete tuumade spontaanne lõhustumine (jagunemine kaheks ligikaudu võrdse massiga killuks).

Reeglina osutub radioaktiivse lagunemise protsessis tekkinud tütaruum ergastatud seisundis olevaks. Siire põhiolekusse on seotud γ -kvandi või kvantide kiirgamisega, millist protsessi iseseisvaks radioaktiivsuse liigiks ei loeta.

6. Tuumareaktsioonid.

Aatomituuma mõjustamisel elementaarosakestega või teiste tuumadega toimub tuuma muundumine, mida nimetatakse tuumareaktsiooniks. Selle toimumise tingimuseks on reageerivate partnerite lähenemine kaugusele $\sim 10^{-13}$ cm. Selleks vajaliku kiirusega osakesi saadakse kiirenditel (mõnikord kasutatakse ka tuumakiirgusi või kosmilist kiirgust). Tuumareaktsioonide kirjapanemiseks kasutatakse sama sümboolikat nagu radioaktiivse lagunemise jaoks. Näiteks



Tuumareaktsioone tähistatakse sageli lühendatud kujul. (6.1) jaoks on see järgmine:



Igat tuumareaktsiooni iseloomustab soojusefekt Q . Selle märgi järgi jaotatakse reaktsioonid eksotermilisteks (toimub energia eraldumisega) ja endotermilisteks (toimub energia neeldumisega).

Tuumareaktsioonide tekke tõenäosust iseloomustatakse reaktsiooni efektiivse ristlõikega σ nii, et ajaühikus asetleidnud reaktsioonide arv

$$\Delta N = \sigma N n \delta , \quad (6.3)$$

kus N on märklauale langevate osakeste voog, n - aatomite kontsentratsioon märklauas, δ - selle paksus.

Efektiivse ristlõike ühikuks on barn.

$$1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2. \quad (6.4)$$

6.1. Termotuumareaktsioonid.

Termotuumareaktsioonid on sünteesireaktsioonid, kus kuloonilise tõuke ületamiseks vajalik energia saadakse soojusliikumise arvel. Kahe tuuma lähendamiseks reaktsiooni algamiseks vajalikule kaugusele, peab nende kineetiline energia rahul-

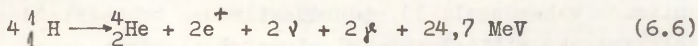
dama tingimust

$$T \geq \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_t}, \quad (6.5)$$

kus r_t on tuumajõudude mõjuraadius, Z_1 ja Z_2 on reaktsiooni partnerite laenguarvud.

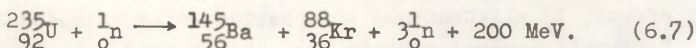
Vesinikutuumade puhul ($Z_1 = Z_2 = 1$) $T = 0,7$ MeV, millest pool kuulub kummalegi osakesele. Sellise soojusliikumise keskmisele energiale vastab temperatuur $\sim 2 \cdot 10^9$ K. Real põhjustel toimub vaadeldav reaktsioon märgatava intensiivsusega juba 10^7 K juures.

Termotuumareaktsioonid, millede põhiliseks vormiks on vesinikutuumade ühinemine heeliumtuumadeks, on Päikese ja tähtede energiaallikaks. Summaarselt kirjeldab heeliumi sünteesi järgmine võrrand



6.2. Lagunemisreaktsioonid.

Baskete tuumade lõhustumist kaheks killuks saab esile kutsuda neutronite (ka aeglaste neutronite) toimel. Näiteks



Laguproduktidena võivad tekkida ka teised tuumade paarid, kuid nii, et nende aatomnumbrite summa oleks 92.

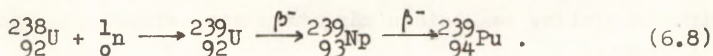
6.2.1. Ahelreaktsioonid.

Uraanituuma (aga ka ${}^{239}_{94}\text{Pu}$) lõhustumisel tekkivad 2 - 3 neutronit võivad soodsatel tingimustel esile kutsuda uute tuumade lagunemise jne. - tekib ahelreaktsioon. Tingimuseks on neutronite kao (läbi ainetüki pinna, neeldumine teistes tuumades jm.) puudumine. Olukorda iseloomustatakse neutronite paljunemiskoeffitsiendiga k , mis väljendab ühes paljunemisaktis tekkinud neutronite keskmise arvu suhet selle akti esilekutsutamiseks vajalikku (kadusid arvestades) neutronite arvusse.

Ahelreaktsioon kontrollimatul kujul ($k > 1$) viib tuumaplahvatusele. Kontrollitav ahelreaktsioon ($k = 1$) toimub tuuma-reaktorites, milledes vabanevat tuumaenergiat kasutatakse näit. elektrienergia tootmiseks.

On võimalik ehitada ja ehitatakse reaktoreid, kus iga lagunenud ^{235}U aatomi kohta tekib ^{238}U -st rohkem kui üks tuumakütuse ^{239}Pu aatom (nn. paljundusreaktorid kiiretel neutronitel).

Vastav reaktsioon on järgmine:



7. Tuumakiirguste ja aine vastastikmõju.

Tuumakiirgused neelduvad aines, andes sellele üle oma energia. Laetud osakesed annavad oma energiat ära järgmiste mehhanismide vahendusel: 1) pidurduskiirguse tekkeks; 2) aine ioniseerimiseks mitteelastsetel põrgetel elektronidega; 3) aatomite väljalöömiseks võresõlmedest tahketes kehaes. γ -kiirguse puhul viib neeldumine kiirete elektronide tekkele, mis omakorda kaotavad energiat ülalloetletud mehhanismide vahendusel. Kiired elektronid tekivad 1) fotoefekti, 2) Comptoni efekti, 3) elektron-positronpaaride tekke vahendusel.

Neutronid annavad energia ära aatomituumades neeldudes ja defektide tekitamiseks.

Kiirguste läbitungimisvõime ainest on määratud esmajoonelises ionisatsiooniprotsesside intensiivsusega. Lineaarsed ionisatsioonikaod on suuremad rasketel osakestel (p, α). Vastavalt sellele on neil väike läbitungimisvõime. Eriti suure läbitungimisvõimega on neutronid, mis otseselt ionisatsiooni ei põhjusta. β - ja γ -kiirguse neeldumisseadused on ühetüübilised:

$$I = I_0 e^{-\mu d} , \quad (7.1)$$

kus μ on lineaarne neeldumiskoefitsient, d - kihi paksus.

Enamus tuumakiirguste registreerimise viise põhineb nende ioniseerival toimel (Wilsoni kamber, gaaslahendusloendur, stsintillatsioonloendur jm.).

Tuumakiirguste mõju ainele hinnatakse neeldunud doosi abil. Neeldunud doosiks nimetatakse massiühikuks neeldunud tuumakiirguste energiat:

$$D = \frac{E}{m} . \quad (7.2)$$

Doosi ühikuks on grei

$$1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/1 kg} . \quad (7.3)$$

Süsteemivälise ühikuna on kasutusel raad.

$$1 \text{ raad} = 100 \text{ ergi/1 g} . \quad (7.4)$$

Ajauhikus neeldunud doosi nimetatakse doosi võimsuseks

$$P = dD/dt . \quad (7.5)$$

7.1. Tuumakiirguste bioloogiline toime.

Tuumakiirguste bioloogiline toime põhineb elusaines tekitataval ionisatsioonil. Ta on määratud neeldunud doosiga, sõltub aga ka ionisatsiooni tihedusest tuumaosakeste trekkides. Seetõttu on rasketel osakestel sama neeldunud doosi juures tugevam bioloogiline toime. Doosi bioloogiline ekvivalent saadakse neeldunud doosi korrutamisel üleminekuteguriga Q , mida nimetatakse antud kiirgusliigi kvaliteedikoeffitsiendiks.

$$D_b = Q \cdot D . \quad (7.6)$$

Q väärtused: β - ja γ -kiirguse jaoks - 1, α -osakestel - 10, aeglastel neutronitel - 3, kiiretel neutronitel - 10.

Bioloogilise toime mehhanismiks on elusa raku funktsioonide halvamine seoses DNH ahela lõhkumisega ja raku membraani omaduste muutumisega ionisatsiooni toimel.

Inimese puhul on kriitiline (50% suremus) bioloogiline doos $D_b = 400$ raadi bioloogilist ekvivalenti (beeri), kuid juba palju väiksemad doosid põhjustavad kiiritushaigust või pärilikkuse muutusi.

Süstemaatilise arstliku kontrolli eeldusel on lubatud doosiks 5 beeri aastas. Looduslik foon on paikkonniti erinev ja moodustab 0,1 - 0,2 beeri aastas.

ELEMENTAAROSAKESTE FÜÜSIKA

Elementaarosakesteks nimetatakse suurt gruppi subatomaarseid mikroobjekte, mis ei ole aatomituumad (erandiks on prooton kui vesiniku aatomi tuum), sõltumata sellest, kas neil on ilmnenu mingi sisemine struktuur või mitte. Sisemise struktuurita osakesi on kombeks nimetada fundamentaalosakesteks.

Prootonite, neutronite, elektronide ja footonite kõrval kuuluvad elementaarosakeste hulka mitmesugused mesonid, hüperonid, resonantsid, vahebosonid jm.

Elementaarosakesed võivad läbi teha mitmesuguseid vastastikuseid muundumisi, mida reguleerivad kolm fundamentaalvastastikmõju: tugev, elektromagnetiline ja nõrk (neljas mõjutüüp - gravitatsiooniline siin märgatavat rolli ei mängi). Muundumisprotsessides peab olema rahuldatud terve rida jäävusseadusi, millede hulka kuuluvad: energia, impulsi, impulsimomendi, elektrilaengu, barüonlaengu, leptonlaengu, paarsuse, kombineeritud paarsuse, veidruse, isospinni ja isospinni projektsiooni jäävuse seadused.

Vastastikmõjud erinevad intensiivsusest (eespool on nad loetletud intensiivsuse kahanemise järjekorras), sümmeetriomadustelt ja mõjuraadiustelt (tugev ja nõrk on lähimõjud, ülejäänud - lõpmatu mõjuraadiusega). Intensiivsemates, suurema sümmeetria astmega vastastikmõjudes kehtib rohkem jäävusseadusi, väiksema astme sümmeetriaga vastastikmõju sisselülitamisel mõnesid neist rikutakse. Nendeks on isospinni, selle projektsiooni, paarsuse, kombineeritud paarsuse ja veidruse jäävuse seadused. Seejuures on energia, impulsi, impulsimomendi, samuti ka elektri-, barüon- ja leptonlaengu jäävuse seadused universaalse kehtivusega.

Elementaarosakeste esialgse klassifikatsiooni aluseks oli mass. See peegeldub praegu vaid mõnede elementaarosakeste gruppide nimetustes: lepton (kerge), meson (keskmine, vahe-

pealne), barüon (raske), hüperon (üli-, väga raske).

Praegusel ajal klassifitseeritakse elementaarosakesi vastastikmõju tüübi järgi, milles osake osaleb. Selle järgi jagunevad elementaarosakesed hadroniteks, mis osalevad tugevas vastastikmõjus, leptoniteks, mis selles ei osale (neile on iseloomulik nõrk mõju) ja vastastikmõju ülekandjateks (fotonid, vahebosonid, glüüonid, gravitonid).

Statistika tüübi järgi jagunevad osakesed fermionideks (Fermi-Diraci statistika, pooltäisarvuline spinn) ja bosoniteks (Bose-Einsteini statistika, täisarvuline spinn).

Hadronid jagunevad statistika alusel kahte gruppi - barüonid (fermionid, omavad barüonlaengut) ja mesonid (bosonid, summaarne barüonlaeng on null).

Barüonide hulka kuuluvad nukleonid, hüperonid ja neile vastavad resonantsid. Resonantsid kujutavad endast osakeste ergastatud olekuid ja omavad ülilühikesi eluaegu ($\sim 10^{-23}$ s).

Leptonite gruppi kuuluvad: elektron, müüon, taaon ja neile vastavad 3 neutriinot. Leptonid kuuluvad fermionide hulka, neil on olemas leptonlaeng.

Igale osakesele vastab antiosakene, mis erineb osakesest kõigi laengute märgi poolest. Näiteks elektron-positron, prooton-antiprooton, π^+ -meson, π^- -meson jne. Erandiks on nn. absoluutselt neutraalsed osakesed, millel osake ja antiosake langevad kokku (näiteks - foton).

Hadronitel ilmneb sisemine struktuur. Selle struktuuri elementideks on kvargid. On olemas 6 kvargitüüpi (lõhna), milledest igaüks võib esineda kolmes värvivariandis. Need on u, d, s, c, b ja t kvargid. Kvarkide elektrilaeng on murdarvuline ($e/3$ või $2e/3$), samuti on murdarvuline barüonlaeng. Barüonid koosnevad kolmest kvargist, mesonid - kvargist ja antikvargist. Seejuures on nende kvarkide ja antikvarkide värvused sellised, et nii barüonid kui ka mesonid osutuvad värvituteks (valgeteks). Tavalised osakesed (neutron, prooton, π -mesonid jt.) koosnevad u ja d kvarkidest, veidrad osakesed sisaldavad c kvarki (näit. K^+ -meson, Λ^0 -hüperon), šarmi ja ilu kandjateks on vastavalt c ja b kvargid; t kvarki seni eksperimentaalselt fikseeritud

ei ole.

Värviliste objektide hulka kuuluvad ka tugevat vastastikmõju vahendavad osakesed - glüüonid, mis kannavad värvilaengut - värvi ja mingi täiendvärvi kombinatsiooni. Värvilaenguid tähistatakse ingliskeelsete värvinimetuste esitähedega R (red), G (green) ja B (blue), täiendvärve vastavalt \bar{R} , \bar{G} ja \bar{B} .

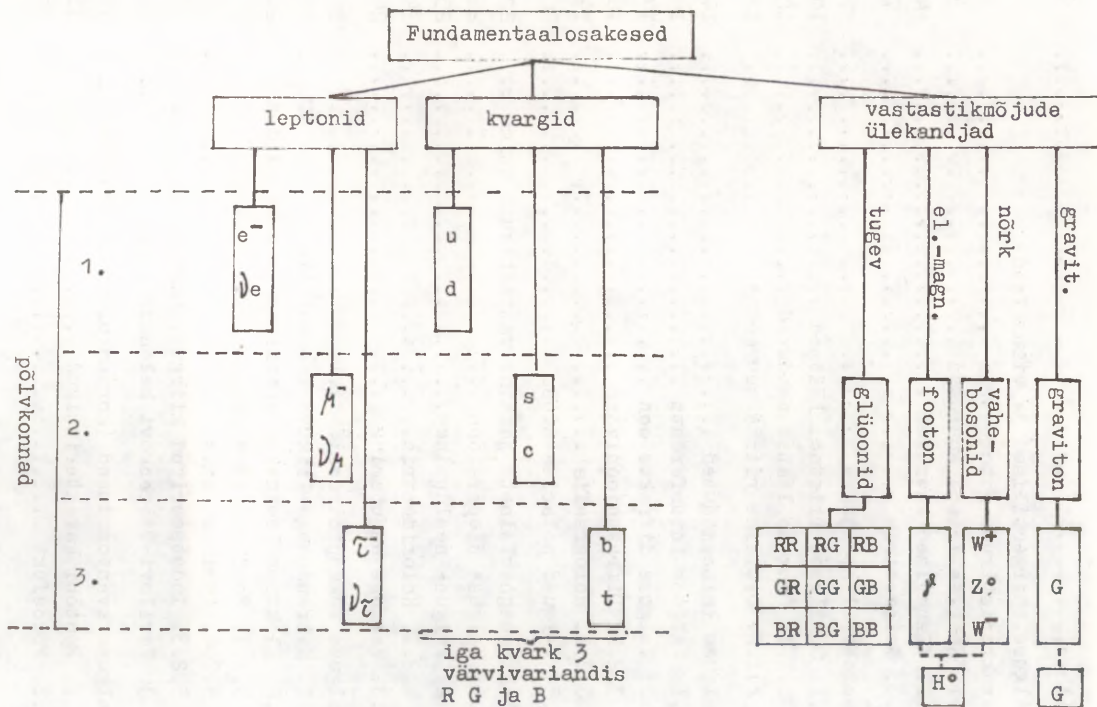
Tugevas vastastikmõjus osalevad vahetult vaid kvargid. Tuumajõud (vt. p. T4.) osutuvad tugeva mõju vahendatud (sekundaarseks) ilminguks. Kvarke ega glüüoneid vabalt (väljaspool hadroneid) arvatavasti ei leidu.

Ka ülejäänud fundamentaalvastastikmõjud on sarnased selles suhtes, et neid vahendavad mõju ülekandvad bosonid, s.t. nad tekivad virtuaalsete osakeste (vt. p. T4) vahetamise tõttu. Vastavalt sellele on kõigi interaktsioonide mõjuraadius määratud valemi T4.1. tüüpi seosega

$$r_i = \frac{\hbar}{m_{0i} c},$$

kus m_{0i} on i-ndat tüüpi mõju vahendavate osakeste seisumass. Kuna elektromagnetilist mõju vahendavate footonite ja gravitatsioonilist mõju vahendavate gravitonide seisumass on null, siis on nende jõudude mõjuraadius lõpmata suur. Suurim seisumass - 80 - 90 GeV on nõrka mõju vahendavatel vahebosonitel (W^+ , W^- ja Z^0 osakestel, mis avastati alles 1983.a.), mistõttu nende jõudude mõjuraadius - 10^{-18} m on väiksem, kui näiteks tuumajõududel.

Fundamentaalosakeste süstemaatika on esitatud tabelis 2. Kõigi fundamentaalvastastikmõjude tekkemehanismi sarnasus loob eeldused ühendväljateooriate loomiseks. Lõpetatud on elektronõrga mõju teooria väljatöötamine, mis ühendab elektromagnetismi ja nõrga mõju. Teooriat, mis ühendab elektronõrka ja tugevat interaktsiooni, nimetatakse suureks ühenduseks. Selle teooria loomine pole veel lõpule jõudnud.



Sisukord

OPTIKA	3
1. Valguse eergeetilised ja visuaalsed karakteristikud. Fotomeetria	3
1.1. Eergeetilised suurused	3
1.2. Visuaalsed suurused	4
1.3. Fotomeetria	7
2. Geomeetriline optika	7
2.1. Optilised riistad. Läätsed	10
2.1.1. Õhukese läätse omadused	10
2.1.2. Optilise riista suurendus	12
3. Valguse laineomadused	14
3.1. Valguse interferents	14
3.2. Valguse difraktsioon	17
3.2.1. Difraktsioonivõre	18
3.2.2. Holograafia	19
3.3. Valguse polarisatsioon	20
4. Elektromagnetlainete ja aine vastastikune toime	22
4.1. Valguse dispersioon	22
4.2. Valguse neeldumine	23
4.2.1. Kolorimeetria	24
4.3. Valguse hajutamine	24
5. Valguse tekkeprotsessid	25
5.1. Kiirendusega liikuva laengu kiirus	25
5.2. Elektronüleminekud aatomites ja molekulides ...	26
5.2.1. Soojuskiirus	26
5.2.2. Luminestsents	28
5.2.3. Indutseeritud kiirus. Laserid	30
5.3. Vavilovi-Tšerenkovi helendus	31
6. Valguse kvantomadused (korpuskulaarsed omadused) ...	31
6.1. Footoni karakteristikud	31
6.2. Fotoefekt	32

AATOMIFÜÜSIKA	33
1. Aatomi ehituse põhijooned	33
2. Bohri aatomimudel	33
3. Mitmeelektronilised aatomid	35
3.1. Kvantarvud	36
3.2. Pauli printsiip	37
3.3. Elektronkatte struktuur	37
3.4. Elementide perioodiline süsteem	38
3.5. Aatomi optilised omadused	38
4. Röntgenspektrid	39
5. Kvantmehaanika	41
5.1. Tunnellefekt	43
TUUMAFÜÜSIKA	44
1. Aatomituumade koostis	44
2. Tuumade omadused	45
2.1. Tuuma mass ja seoseenergia	45
2.2. Tuuma raadius	46
2.3. Tuuma spinn ja magnetmoment	46
3. Tuuma struktuur	47
4. Tuumajäud	48
5. Radioaktiivsus	48
5.1. Radioaktiivse lagunemise seadus	48
5.2. Preparaadi aktiivsus	49
5.3. Radioaktiivsed read. Radioaktiivne tasakaal ...	49
5.4. -aktiivsus	50
5.5. -aktiivsus	51
5.6. Teised aktiivsuse ilmingud	51
6. Tuumareaktsioonid	52
6.1. Termotuumareaktsioonid	52
6.2. Lagunemisreaktsioonid	53
6.2.1. Ahelreaktsioonid	53
7. Tuumakiirguste ja aine vastastikmõju	54
7.1. Tuumakiirguste bioloogiline toime	55
ELEMENTAAROSAKESTE FÜÜSIKA	56

10 kop.